

DE 100 48 053 A1

A component (D) limits current flow over time in the discharge circuit (24). In addition or alternatively, it limits initial energy conversion of the ignition spark. This occurs during the breakdown phase of the discharge path (25). Breakdown is initiated by irradiation.

5

DETAILED DESCRIPTION - An INDEPENDENT CLAIM is included for the method of plasma ignition, in which discharge is initiated by irradiating the gas-filled switching tube (SW).; USE - A plasma jet ignition system and its control. ADVANTAGE - Electrons are released from the cathode of the discharge tube by UV irradiation, initiating discharge within the tube and at the spark gap. Limiting the ignition spark by means of the diode (D), increases the life of the plasma jet igniters, and a greater fraction of the electrical energy is released in the gas mixture to be ignited. It also minimizes radiation of electromagnetic interference. DESCRIPTION OF DRAWING(S) - A circuit diagram of the ignition system is exhibited. discharge circuit 24 discharge path 25 diode D switching tube SW

10



19 BUNDESREPUBLIK
DEUTSCHLAND



DEUTSCHES
PATENT- UND
MARKENAMT

12 Offenlegungsschrift
10 DE 100 48 053 A 1

51 Int. Cl. 7:
H 01 T 15/00

21 Aktenzeichen: 100 48 053.5
22 Anmeldetag: 28. 9. 2000
43 Offenlegungstag: 6. 6. 2002

2

DE 100 48 053 A 1

71 Anmelder:
Körber, Christoph, 38106 Braunschweig, DE

61 Zusatz in: 100 50 756.5

72 Erfinder:
gleich Anmelder

56 Für die Beurteilung der Patentfähigkeit in Betracht
zu ziehende Druckschriften:

DE 35 13 422 C2
DE 32 12 874 C2
DE 196 00 258 A1
DE 40 28 869 A1
DE 37 32 827 A1
DE 37 22 666 A1
DE 35 86 682 T2

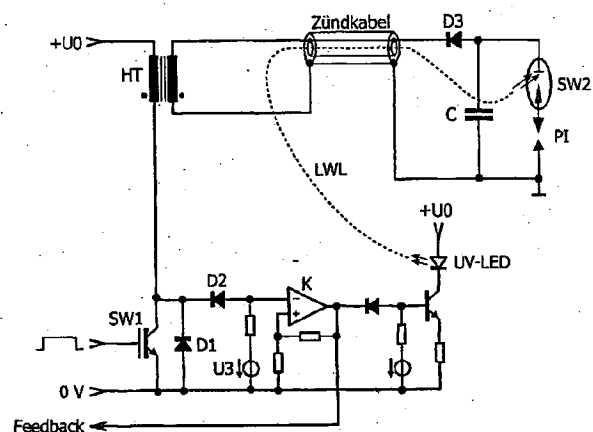
Die folgenden Angaben sind den vom Anmelder eingereichten Unterlagen entnommen

54 Plasmastrahl-Zündsystem

57 Heutige Plasmastrahl-Zündsysteme für Ottomotoren basieren auf der elektrischen Entladung eines Hochspannungskondensators (C), der der Entladungsstrecke induktivitätsarm parallel geschaltet ist. Die Entladungsstrecke besteht aus der Serienschaltung des Zünders (PI) und einer gasgefüllten Schalttröhre (SW2).

Bei gegenwärtigen Systemen ist die Lebensdauer der Zünder bei großer Zündenergie sehr kurz. Weil der elektrische Durchbruch der Entladungsstrecke durch Überspannung ausgelöst wird, wird die elektrische Entladung meist nicht nur aus dem Hochspannungskondensator (C) gespeist. Die dem Durchbruch folgende Nachentladung belastet die Zünderelektroden stark und verursacht elektromagnetische Störstrahlung. Weiterhin erfordern gegenwärtige System hohen Implementierungsaufwand, weil die Anstiegszeit der Hochspannung möglichst kurz sein muss.

Das neue System soll eine höhere Zünderlebensdauer ermöglichen, mit geringem Aufwand realisierbar sein und geringeres elektromagnetisches Störpotential aufweisen. Die Dauer der elektrischen Entladung wird auf die Durchbruchphase der Entladungsstrecke beschränkt. Hierzu erhält die Schalttröhre (SW2) katodenseitig einen Belag mit einer durch die Arbeitstemperatur, die Belagoberfläche und die Anstiegszeit der Hochspannung bestimmten elektronischen Austrittsarbeit (etwa 2,8 eV). Die Aufladung des Hochspannungskondensators (C) erfolgt vergleichsweise langsam auf eine Spannung, die geringfügig kleiner ist als die Durchbruchspannung der ...



DE 100 48 053 A 1

TECHNISCHES GEBIET

5 **[0001]** Plasmastrahl-Zündsysteme (PSZ-Systeme) ermöglichen durch schnellen Eintrag elektrischer Zündenergie in Gase die Entflammung reaktionsträger Brennstoff/Luft-Gemische. Sie sind daher vorteilhaft als Zündvorrichtung bei sogenannten Otto-Magermotoren einzusetzen, vor allem, wenn der Brennstoff vollständig in der Gasphase vorliegt (streng homogenes Gemisch). Homogene Magergemische weisen sehr niedrige Verbrennungstemperaturen auf, was die Bildung von Stickoxiden hemmt. Weiterhin verbessert ein hoher Luftüberschuss des Gemischs den Wirkungsgrad des Motors
10 aufgrund reduzierter Drosselarbeit im Teillastbetrieb sowie durch Erhöhung des effektiven Polytropenexponenten des Arbeitsmediums.

[0002] Heutige PSZ-Systeme basieren auf der Erzeugung von zeitlich sehr kurzen elektrischen Entladungen. Gegenstand dieses Patents ist die Optimierung der Beschaltung bekannter Plasmastrahlzünder im Hinblick auf die Erzeugung der Hochspannung und die Auslösung des elektrischen Durchbruchs. Dies umfasst Bereiche der Allgemeinen Elektrotechnik, der Hochspannungstechnik sowie der Leistungselektronik. Der vorliegende Fall berührt weiterhin die Festkörperelektronik (äusserer Fotoeffekt, thermische Elektronenemission, Schottky-Effekt) sowie Gebiete der Optik (Lichtwellenleiter, reelle Abbildung mit Spiegeln, dichroitische Spiegelschichten).
15

DER STAND DER TECHNIK

20

DARSTELLUNG, WÜRDIGUNG, PROBLEMATIK

[0003] Über die Entflammung von Brennstoff/Luft-Gemischen mit Lichtbogenplasma wurde erstmals Mitte der 1970er Jahre berichtet. Seither erschienen rund 50 Veröffentlichungen, die sich überwiegend mit der Wirkung der Plasma(strahl)zündung bei Ottomotoren sowie der Gestaltung der Zünder befassten. Die Gebrauchsdauer der Zünder war wegen der Elektrodenbelastung durch den Lichtbogen oft sehr begrenzt.
25

[0004] Heute ist die Grundidee bei PSZ-Systemen, durch möglichst schnelle Zufuhr der Zündenergie in einem relativ kleinen Volumenelement des zu zündenden Gasgemischs eine möglichst hohe Energiekonzentration zu schaffen. Erfolgt die Energiezufuhr zu langsam, ist wegen der thermodynamischen Expansion des Volumenelements und wegen des Energieabflusses durch Wärmediffusion nur eine geringe Energiekonzentration erzielbar.
30

[0005] Grundlegende theoretische Überlegungen und Messungen zu der von ihnen so genannten "Durchbruchzündung" – die als Vorläufer heutiger PSZ-Systeme angesehen werden kann – betrieben Maly et. al. [Maly77–78] (siehe Literaturverzeichnis), [Maly81]. Kupe [Kupe88] und darauf aufbauend Wefels [Wefels91] entwarfen, realisierten und untersuchten PS-Zünder sowie die Gestaltung des elektrischen Entladungskreises in verschiedenen Ausführungen. Dabei ergaben sich wichtige Regeln für den Entwurf von Plasmastrahl-Zündern. Wefels gelang es, PSZ-Systeme mit einer Zündenergie von nur 60 mJ zu realisieren, was erstmals zu befriedigender Lebensdauer der Zünder führte. Ein wesentlicher Schritt dabei war die induktivitätsarme, räumlich konzentrierte und koaxiale Ausführung des hochspannungsseitigen Entladungskreises. Weiterhin soll die Spannung im Entladungskreis möglichst hoch sein ([Wefels91], S. 58 sowie S. 56 Bild 6.3-3).
35

[0006] Um eine hinreichend schnelle elektrische Entladung zu erzielen, liegt im Hochspannungskreis von PSZ-Systemen ein Speicherkondensator C2 parallel zur Entladungsstrecke (Bild 1). Bei idealer, induktivitätsfreier Ausführung des Entladungskreises bestimmt allein die elektrische Leitfähigkeit der Entladungsstrecke den während des Funkenaufbaus – der Durchbruchphase – fließenden Strom. Eine Theorie hierzu wurde durch Rompe und Weizel formuliert [RoWe49], III. Kap., § 3, insbesondere S. 80f.
40

[0007] Da die Durchbruchspannung von PS-Zündern wie bei gewöhnlichen Zündkerzen stark von den Betriebsbedingungen des Motors abhängt, verfügen PSZ-Systeme über einen Hochspannungsschalter SW2, der zwischen C2 und dem Zünder PI geschaltet ist. Der Hochspannungsschalter ist in aller Regel als gasgefüllte Zwei-Elektroden-Funkenstrecke mit definierter Durchbruchspannung realisiert. Um die Schalt- und Leitungsverluste gering zu halten, steht das Füllgas unter möglichst hohem Druck. Damit ein Durchbruch erfolgen kann, muss die statische Durchbruchspannung der gesamten Entladungsstrecke stets unterhalb der an C2 erreichbaren Spannung liegen.
45

[0008] Neben der begrenzten Lebensdauer von PS-Zündern sind die hohen Systemkosten ein weiteres Hemmnis für den breiten kommerziellen Einsatz von PSZ-Systemen. Der prinzipielle Aufbau ihres elektronischen Steuermoduls (Bild 1) entspricht im wesentlichen dem einer konventionellen kapazitiven Zündanlage ("Thyristorzündung"). Es enthält einen Gleichspannungswandler DC/DC für die Erzeugung einer Zwischenkreisspannung (400...700 Volt), einen Kondensator C1 für die Speicherung der Zündenergie im Zwischenkreis, sowie einen ebenfalls im Zwischenkreis angeordneten Leistungsschalter SW1, der C1 mit einem Hochspannungs-Impulstransformator HT verbindet. Der HT ist in der Regel ausserhalb des Moduls angeordnet.
50

[0009] Die Anstiegsgeschwindigkeit der Hochspannung wird im wesentlichen durch die Kapazitäten C1 und C2 und die Streuinduktivität des Trafos HT bestimmt. Leider sind keine Veröffentlichungen bekannt, die die Dimensionierung dieser Komponenten in dem erforderlich scheinenden Umfang behandeln. So wird in [Wefels91], S. 24 – und sinngemäss auch in [Kupe88], S. 27 – der Wert von C1 sowie die Zwischenkreisspannung U1 anscheinend empirisch dahingehend angepasst, "dass der Ladekondensator C_K <nach dem Durchbruch> nicht ein zweites Mal bis zur Durchbruchspannung aufgeladen wird". (Anmerkung: C_K im Zitat entspricht dem C2 in Bild 1).
55

[0010] Weil der Durchbruch im Hochspannungskreis durch Überspannung ausgelöst wird, sollte jedoch innerhalb der Zündverzugszeit des Entladungspfad ein vollständiger Energietransfer von C1 nach C2 stattfinden, so dass die elektrische Entladung vollständig aus C2 gespeist wird. Ein solcher Energietransfer müsste praktisch innerhalb von Mikrosekunden abgeschlossen sein. Je nach Energiemenge und Zwischenkreisspannung ergibt sich dabei im Zwischenkreis ein Stromimpuls, dessen Amplitude die Größenordnung von 100 Ampère und mehr erreichen kann. Die Belastung der Bau-
60

teile sowie die elektromagnetische Störstrahlung sind daher relativ hoch.

[0011] Weiterhin sollten die Zwischenkreiskomponenten C1, SW1 und HT direkt am Zünder lokalisiert sein, weil anderenfalls abgeschirmte Zündkabel erforderlich wären, die wiederum eine erhebliche parasitäre Kapazität im Hochspannungskreis darstellen. Mit der Montage direkt am Motor sind jedoch mechanische und thermische Beanspruchungen verbunden, die die Ausfallrate erhöhen.

[0012] Bei dem von Wefels realisierten System zeigte der zeitliche Verlauf der Hochspannung im Anschluss an den Durchbruch eine gedämpfte hochfrequente Schwingung ([Wefels91], S. 24, Bild 5-4). Der Stromfluss durch den Plasmastrahlzünder war also nicht auf die Durchbruchphase beschränkt. Offenbar entlud sich im Anschluss daran ein Energieanteil, der vor dem Durchbruch nicht nach C2 transferiert worden sein konnte, sondern als Restenergie in C1 und/oder als Magnetisierungsenergie im Trafo HT vorlag.

[0013] Es lässt sich abschätzen, dass die Stromstärke der Nachentladung hochspannungsseitig im Bereich von Ampère liegt, so dass eine Bogenentladung stattfindet. Maly et. al. geben an, dass bei Bogenentladungen etwa 45% der Entladungsenergie in den Elektroden dissipiert wird. Dagegen gehen während der Durchbruchphase lediglich 5% der Energie an die Elektroden verloren ([Maly77-78], Teil 1, S. 49, Tafel 1; auch [Saggau81]). Dies ist auch anschaulich plausibel, weil der Funkenkanal während des Durchbruchs noch hochohmig ist und daher bei geringem Strom hohe Leistung aufnimmt. Nach dem Durchbruch ist der Funkenkanal niederohmig, wodurch die Verluste in den Elektroden – durch höheren Strom ohnehin erhöht – stärker ins Gewicht fallen.

[0014] Weiterhin ist bei Rompe und Weizel [RompeWeiz49], Einleitung, S. 1, zu lesen: "An den meisten Lichtbögen sieht man deutlich, wie sich die Entladung an Kathode und Anode zu einem Brennfleck zusammenschnürt. Aber auch wenn die oberflächliche Betrachtung keinen Brennfleck erkennen lässt, zeigt die genaue Untersuchung oft, daß die Entladungsbahn sich vor den Elektroden kontrahiert und auf ihnen nur an sehr kleiner Fläche ansetzt". Offenbar erreicht also die Stromdichte auf den Elektroden bei Lichtbögen grundsätzlich sehr hohe Werte.

[0015] Die hohe Stromdichte ist nicht nur lokal eng begrenzt sondern im Fall von Zündanlagen für Ottomotoren auch zeitlich von so kurzer Dauer, dass während der Strombelastung kein nennenswerter Temperatursausgleich zwischen dem betreffenden Oberflächenelement der Elektrode und dem umgebenden Elektrodenvolumen stattfinden kann. Dadurch entsteht bereits bei relativ geringer resistiv dissipierter Energiemenge lokal ein starkes Temperaturgefälle auf oder in den Zünderelektroden. Anders als etwa bei Lampen tritt die resultierende mechanische Belastung bei Zündanlagen naturgemäß periodisch auf. In Verbindung mit der Temperaturbeanspruchung ist sie möglicherweise eine wesentliche Ursache für die geringe Lebensdauer von PS-Zündern.

[0016] Weiterhin ist die elektromagnetische Störstrahlung der hochfrequenten Schwingung der Nachentladung von Bedeutung, zumal der zugehörige Strom nicht allein im hochspannungsseitigen Entladungskreis fließt (der seinerseits mit der Masse des Motorblocks verbunden und bei coaxialem Aufbau elektrisch gut abgeschirmt ist). Der hochspannungsseitige Strom erscheint um das Übersetzungsverhältnis des Trafos HT vergrößert im Zwischenkreis und erreicht dort wiederum die Größenordnung von einigen 10 Ampère.

[0017] Bei Wefels Lösung [Wefels91] war die Abmagerbarkeit des Gemischs aufgrund der geringen Zündenergie etwas eingeschränkt. Wohl deshalb findet man bei kommerziellen Gasmotoren heute häufig konventionelle Thyristorzündanlagen, die in manchen Fällen eine elektrische Entladungsenergie von mehreren Joule aufweisen. Um bei derart hoher Energie eine akzeptable Zünderlebensdauer zu erzielen, werden häufig Gleitfunken-Zündkerzen verwendet. Ein wesentlicher Nachteil dieses Typs ist ein hoher Energieverlust des Funkens an das rückseitige Dielektrikum der Entladungsstrecke der Zündkerze, mit dem der Funke in Kontakt steht. Das Verhältnis der effektiv an das Gas abgegebenen Zündenergie zur Entladungsenergie ist daher deutlich geringer als bei PS-Zündern.

ZIELSETZUNG DER ERFINDUNG

[0018] Der Erfindung liegt folgende Aufgabenstellung zugrunde:

1. Sie soll eine möglichst lange Lebensdauer von Plasmastrahlzünden gestatten.
2. Ein möglichst großer Teil der elektrischen Zündenergie soll in das zu zündende Gasgemisch eingetragen werden, so dass
 - a) mit gegebener Gesamtenergie auch vergleichsweise reaktionsträge Gemische entflammt werden können und
 - b) die Belastung von Systembauteilen minimiert wird, die mit der Dissipation von nicht an das Gas abgegebener Zündenergie verbunden ist.
3. Die Energiekonzentration in dem Gasvolumen, das durch die Entladung angeregt wird, soll möglichst hoch sein.
4. Das System soll im Bereich der Hochspannungserzeugung geringere elektromagnetische Störstrahlung aufweisen als übliche PSZ-Systeme.
5. Das System soll nach Möglichkeit mit geringem technischen Aufwand realisierbar sein.
6. Um die Zuverlässigkeit des Gesamtsystems zu gewährleisten, sollten nur solche Systemkomponenten in unmittelbarer Nähe des Zünders angeordnet sein, für die dies zwingend erforderlich ist.
7. Systemkomponenten mit begrenzter Lebensdauer sollen nach Möglichkeit mit dem Zünder in einer Einheit vereint werden, um die Wartung zu vereinfachen.

ERFINDUNG

[0019] Erfindungsgemäss wird die Energieumsetzung im Funken auf die Durchbruchphase beschränkt, so dass ausschliesslich diejenige Energie freigesetzt wird, die im hochspannungsseitigen, unmittelbar am Zünder angeordneten Kondensator gespeichert ist. Hierzu wird der Vorgang der Aufladung des Kondensators vom Vorgang der Auslösung des

elektrischen Durchbruchs getrennt, so dass zunächst der Kondensator verhältnismäßig langsam auf die gewünschte Hochspannung aufgeladen werden kann und danach separat der Durchbruch ausgelöst wird.

- [0020] Der Hochspannungsteil des Systems einschliesslich einer Vorrichtung für die Zündungsauslösung ist in **Bild 2** dargestellt. Die Hochspannung wird mit Hilfe des Transformators HT erzeugt und über ein Zündkabel zur Zündereinheit geführt. Die Zündereinheit besteht aus dem nach dem Stand der Technik ausgeführten Plasmastrahlzylinder PI, der besonderen gasgefüllten Hochspannungs-Schaltzröhre SW sowie dem Hochspannungskondensator C. Diese Komponenten sind elektrisch in Serie geschaltet und bilden einen geschlossenen Entladungskreis, wobei der Kondensator C mit dem Massepunkt des Zünders PI verbunden ist. Der Zylinder PI und die Schaltzröhre SW bilden zusammen die Entladungsstrecke.
- [0021] Der Kondensator C wird innerhalb eines Zeitraums t_A über eine Diode D, die zwischen Zündkabel und C unmittelbar bei C lokalisiert ist, auf den gewünschten Nennwert der Hochspannung aufgeladen. Die Kapazität von C ist so bemessen, dass hierbei genau die im Durchbruch freizusetzende Energiemenge in C gespeichert wird. Im Anschluss an t_A werden innerhalb einer Zeitspanne t_E die parasitären Kapazitäten des Hochspannungskreises entladen. Zu den parasitären Kapazitäten zählen insbesondere die Kapazität des Zündkabels sowie die Streukapazitäten des Transformators HT. Die Diode D verhindert dabei die Entladung des Kondensators C.
- [0022] Die Durchbruchspannung der Entladungsstrecke wird gerade eben so hoch eingestellt, dass bei anliegender Hochspannung innerhalb der Stehzeit $t_S = t_A + t_E$ noch kein Durchbruch erfolgt. Dieser wird durch Bestrahlung der Katode der Schaltzröhre SW mit hinreichend kurzweiliger elektromagnetischer Strahlung (Auslösestrahlung) ausgelöst, wobei aus der Katode Fotoelektronen freigesetzt werden, die bei anliegender Hochspannung die Gasfüllung der Schaltzröhre ionisieren.
- [0023] Um dies zu ermöglichen, verfügt die Schaltzröhre SW über folgende Besonderheiten:

1. Zumindest ein Teil der im Inneren der SW liegenden Oberfläche der Katode der SW erhält einen hinreichend dicken Belag, dessen elektronische Austrittsarbeit gerade so groß ist, dass die Zahl der bei der Betriebstemperatur der Katode während der Hochspannungs-Stehzeit t_S durch Thermoemission freigesetzten Elektronen statistisch so gering ist, so dass die Wahrscheinlichkeit, dass durch thermisch emittierte Elektronen ein unerwünschter elektrischer Durchbruch ausgelöst wird, vernachlässigt werden kann.
- Durch Minimierung der Belagoberfläche sowie gegebenenfalls der Hochspannungs-Stehzeit t_S wird für die erforderliche Austrittsarbeit des Belags ein hinreichend kleiner Wert angestrebt, um mit sichtbarer oder ultravioletter Strahlung Fotoelektronen daraus auslösen zu können. Zur Minimierung der Belagoberfläche kann die Auslösestrahlung fokussierend auf den Belag projiziert werden. Je nach Art und Weise der Hochspannungserzeugung ergeben sich Variationsmöglichkeiten für t_S .
2. Das Gehäuse der SW erhält ein optisches Fenster, das für die Auslösestrahlung transparent ist und die Beleuchtung des Katodenbelags der SW ermöglicht.

- [0024] Weiterhin wird sichergestellt, dass die Fotokatode keine Fotoelektronen auslösende Strahlung empfängt, solange kein elektrischer Durchbruch erfolgen soll, insbesondere also während der Hochspannungs-Stehzeit t_S .

- [0025] Die Photonenenergie der Auslösestrahlung ist um einen hinreichenden Betrag größer als die Austrittsarbeit des Katodenbelags der Schaltzröhre SW. Die Auslösestrahlung wird nach der Entladung der hochspannungsseitigen parasitären Kapazitäten mit Hilfe einer geeigneten Lumineszenz- oder Laserdiode UV-LED oder einer anderen geeigneten Strahlungsquelle erzeugt.

- [0026] Die Auslösestrahlung wird über einen Lichtwellenleiter LWL an die Schaltzröhre SW herangeführt. Der LWL kann coaxial im Inneren des Zündkabels geführt werden und vom Hochspannung führenden Leiter des Zündkabels umgeben sein.

- [0027] Der Plasmastrahlzylinder und die Schaltzröhre SW können als gemeinsame Einheit realisiert werden, die wie eine herkömmliche Zündkerze ausgetauscht werden kann. Der Kondensator C und der Gleichrichter D können kabelseitig in die Verbindung zwischen dem Zündkabel und der Zündereinheit integriert werden.

- [0028] Die Hochspannung kann auf vielfältige Weise erzeugt werden, beispielsweise

- a) nach dem Muster induktiver Zündsysteme mit Hilfe eines einfachen Sperrwandlers oder
- b) nach dem Muster kapazitiver Zündsysteme mit Hilfe eines Flusswandlers.

- [0029] Zu a) **Bild 3** zeigt die Hochspannungserzeugung mit Sperrwandler einschliesslich einer Vorrichtung zur Aktivierung der Auslösestrahlung. Die Wicklungen des stromarmen Transformators HT sind so gepolt, dass der hochspannungsseitige Kondensator C nach Unterbrechung des primärseitigen Stroms über die Hochspannungsdioden D3 negativ gegen Masse aufgeladen wird.

- [0030] Im Anschluss an den Aufbau der Hochspannung erfolgt selbsttätig die Entladung der parasitären Kapazitäten des Hochspannungskreises. Die hierbei zurück gewonnene Energie ist bei Abschluss der Entladung im Transformator HT induktiv gespeichert. Für die Rückspeisung dieser Energie in die Stromversorgung verfügt die Schaltung im Gegensatz zu bekannten Ausführungen induktiver Zündsysteme über den Gleichrichter D1, der dem niederspannungsseitigen Leistungsschalter SW1 antiparallel geschaltet ist.

- [0031] Der durch den Rückspeisestrom an D1 hervorgerufene Spannungsabfall wird mit Hilfe des Komparators K detektiert, der die UV-LED aktiviert und so den Durchbruch im Entladungskreis auslöst. D2 dient lediglich zum Schutz des Komparatoreingangs, U3 zur Arbeitspunkteinstellung (Größenordnung: 100 mV). Das Signal des Komparators wird ausserdem in die Steuerung des Systems zurückgeführt ("Feedback"-Signal). Dort kann anhand der Zeitverzögerung zwischen dem Abschalten des Leistungsschalters SW1 und dem Komparatorsignal oder anhand der Dauer des Komparatorsignals die hochspannungsseitige Streukapazität bestimmt werden, so dass die in der Zündspule zu speichernde Energie – und damit der Abschaltstrom – entsprechend angepasst werden kann.

- [0032] Alternativ zur Aktivierung der UV-LED durch den Komparator K kann die UV-LED auch durch die Steuerung

des Systems geschaltet werden, um den genauen Zeitpunkt der Zündungsauslösung unabhängig vom Abschaltzeitpunkt des SW1 und damit von der in der Zündspule gespeicherten Energie zu halten. Der Komparator kann beibehalten werden, um der Steuerung den frühest möglichen Zeitpunkt für die Zündung anzuzeigen und die Berechnung der hochspannungsseitigen parasitären Kapazitäten zu ermöglichen.

[0033] Zu b) Der prinzipielle Aufbau kapazitiver Zündsysteme ist in **Bild 1** dargestellt. Abweichend von Stand der Technik wird jedoch nach dem in **Bild 4** dargestellten Prinzip vor der Zündung im Idealfall ein vollständiger Energietransfer vom Zwischenkreiskondensator C1 in die hochspannungsseitige Kapazität C2 erreicht. **Bild 4** zeigt einen Parallelschwingkreis, bestehend aus den Kapazitäten C1 und C2, einer Induktivität L, einer Diode D sowie einem Schalter SW, die sämtlich elektrisch in Reihe geschaltet sind. Vor dem Schliessen des Schalters sei C1 auf die Spannung U1 aufgeladen. Die Spannung U2 an C2 sei Null. Ein vollständiger Energietransfer von C1 nach C2 gelingt genau dann, wenn beide Kapazitäten gleich groß sind.

[0034] Bei kapazitiven Zündsystemen ist C2 über einen Transformator mit dem Übersetzungsverhältnis \bar{u} an die anderen Komponenten des Schwingkreises gekoppelt. Bei unendlich großer Hauptinduktivität des Trafos muss $C2 = C1/\bar{u}^2$ sein, um einen vollständigen Energietransfer von C1 nach C2 zu ermöglichen. Dies bedeutet, dass C1 und C2 bezogen auf die gleiche Seite des Transformators von gleicher Kapazität sein müssen. Das Verhältnis der Spitzenspannungen an C1 und C2 entspricht dem Übersetzungsverhältnis \bar{u} des Transformators. Die in **Bild 4** dargestellte Induktivität L ist als Streuinduktivität des Transformators immer vorhanden und muss deshalb nicht explizit vorgesehen werden.

[0035] **Bild 5** zeigt eine mögliche Realisierung dieses Konzepts, **Bild 6** das auf die Primärseite des Transformators HT bezogene Ersatzschaltbild. Darin ist die Streuinduktivität L_{st} des Transformators HT rechts von dessen Hauptinduktivität M auf der Hochspannungsseite zusammengefasst, da Hochspannungswicklungen wegen der notwendigen Isolation in der Regel einen deutlich höheren Streuanteil aufweisen als Niederspannungswicklungen.

[0036] In der Praxis ist die Hauptinduktivität des Transformators endlich, so dass die effektive Kapazität von C1 durch den Abfluss der Magnetisierungsenergie des Trafos abnimmt. Die Anpassung der effektiven Kapazitäten von C1 und C2 kann durch Vergrößerung der Kapazität von C1 und/oder durch entsprechende Verkleinerung des Übersetzungsverhältnisses \bar{u} des Trafos erzielt werden.

[0037] Im Unterschied zu bekannten Systemen verfügt die Anordnung nach **Bild 5** im Zwischenkreis über zwei Kondensatoren C1a und C1b, die über eine Diode D1 parallel geschaltet sind. D1 ist so gepolt, dass die Spannung an C1a nicht größer sein kann als die Spannung Gib. Die Zwischenkreisspannung wird an C1a eingespeist.

[0038] Die Kapazität von C1a wird so bemessen, dass C1a beim Nennwert der Zwischenkreisspannung diejenige Energiemenge aufnimmt, die im hochspannungsseitigen Durchbruch freigesetzt werden soll, sowie weiterhin die Magnetisierungsenergie des Transformators HT und sämtliche Verlustenergie.

[0039] Die Kapazität von C1b wird so bemessen, dass C1b beim Nennwert der Zwischenkreisspannung die Energiemenge aufnimmt, die bei der Entladung der parasitären Kapazitäten des Hochspannungskreises aus diesen zurück gewonnen werden kann. Dies entspricht der beim Nennwert der Hochspannung in den parasitären Kapazitäten des Hochspannungskreises gespeicherten Energie abzüglich der bei deren Entladung hinzukommenden Magnetisierungsenergie des Trafos und der dabei auftretenden Verluste.

[0040] Für den Energietransfer vom Zwischenkreis in den Hochspannungskreis wird C1b über den Leistungsschalter SW1 an die Wicklung N1 des Transformators HT geschaltet. C1a liegt über D1 parallel zu C1b, so dass die Energie beider Kondensatoren über den Transformator in den Hochspannungskreis fließt. Die Hochspannung wird in der Wicklung N3 von HT induziert. Das Übersetzungsverhältnis $\bar{u}_{1,3}$ zwischen den Wicklungen N1 und N3 wird so gewählt, dass die größtmögliche Energiemenge vom Zwischenkreis in den Hochspannungskreis transferiert wird. Die Dauer des Energietransfers wird durch Variation der hochspannungsseitigen Streuinduktivität von HT so lang eingestellt wie es die Hochspannungs-Stehzeit der Schaltöhre SW2 zulässt. Dabei ist jedoch der Streufaktor von HT so gering zu halten wie technisch realisierbar, um gleichzeitig die größtmögliche Hauptinduktivität des Transformators zu erzielen.

[0041] Nach Abschluss des Energietransfers in den Hochspannungskreis ermöglicht die Diode D4, die antiparallel zum Leistungsschalter SW1 geschaltet ist, den Rücktransfer der in den parasitären Kapazitäten des Hochspannungskreises gespeicherten Energie in den Kondensator C1b. Die Diode D1 verhindert hierbei eine Beteiligung von C1a und gewährleistet so, dass die in die Rückgewinnung involvierten Kapazitäten im richtigen Verhältnis zueinander stehen. Dadurch wird die vollständige Entladung der parasitären Kapazitäten des Hochspannungskreises ermöglicht. Dabei wird C1b (theoretisch) auf die volle Zwischenkreisspannung aufgeladen.

[0042] Im Anschluss daran erfolgt der Abbau der Magnetisierungsenergie des Transformators. Hierzu dient die Entmagnetisierungswicklung N2, die die magnetisch gespeicherte Energie über die Diode D2 in die Stromversorgung zurückspeist. Die magnetische Kopplung zwischen N1 und N2 ist so eng wie möglich zu gestalten.

[0043] Durch die Rückspeisung der Magnetisierungsenergie in die Stromversorgung wird die an den Trafowicklungen auftretende Spannung auf einen festen Wert begrenzt. Je nach praktischen Erfordernissen und Gegebenheiten wäre alternativ eine Rückspeisung nach C1a denkbar.

[0044] Die Rückspeisung geht mit einem Polaritätswechsel der Spannung an den Trafowicklungen einher. Das Vorzeichen der Spannung an N2 wird über die Diode D3 durch den Komparator K detektiert, der die Auslösestrahlung für den Durchbruch aktiviert.

VORTEILHAFTE WIRKUNGEN DER LÖSUNG

[0045] Durch die Vermeidung von Nachentladungen im Anschluss an den Durchbruch der Entladungsstrecke werden die damit verbundenen Nachteile vermieden (Aufgaben 1 bis 4).

[0046] Weil der Entladungskanal im Zünder während der Durchbruchphase noch hochohmig ist, nimmt er bei geringer Stromstärke vergleichsweise hohe elektrische Leistung auf. Die Verluste in den Zünderelektroden sind dadurch minimal (Aufgabe 1). Somit bewirkt der größtmögliche Teil der bereitgestellten Zündenergie die erwünschte Ionisierung des Gases (Aufgabe 2).

[0047] Die Energiezufuhr erfolgt auf die schnellstmögliche Weise (sofern der Entladungskreis entsprechend dem Stand der Technik induktivitätsarm aufgebaut ist). Hierdurch wird die höchstmögliche Energiekonzentration im Gas erzielt (Aufgabe 3).

5 [0048] Durch die lokale Begrenzung des Funkenstroms auf den Hochspannungskreis und wegen der Vermeidung hochfrequenter Oszillationen des Entladungsstroms ist auch die elektromagnetische Störstrahlung gering (Aufgabe 4).

[0049] Wenn die Hochspannung mit Hilfe eines Sperrwandlers erzeugt wird, gestaltet sich die Schaltung besonders einfach (Aufgabe 5).

10 [0050] Wenn die Hochspannung mit Hilfe eines Flusswandlers erzeugt wird, kann die Strombelastung im Zwischenkreis durch langsamen Energietransfer vom Zwischenkreis in den Hochspannungskreis deutlich reduziert werden (Aufgabe 4, 5).

[0051] Die Zündspule kann räumlich entfernt von der Zündereinheit angeordnet werden. Hierdurch werden thermische und mechanische Belastungen vermieden (Aufgabe 6). Die Kapazität des Zündkabels ist kaum von Bedeutung, da sie vor der Funkenauslösung entladen wird. Die überschüssige Energie ist zu ihrem größten Teil nicht verloren sondern wird in die Stromversorgung zurück gespeist.

15 [0052] Im Vergleich zu bekannten Hochspannungs-Schaltröhren, wie beispielsweise Drei-Elektroden-Funkenstrecken, ermöglicht die Verwendung eines optisch ausgelösten Hochspannungsschalters einen sehr einfachen und zuverlässigen Systemaufbau. Insbesondere ist es nicht erforderlich, einen separaten Hochspannungsimpuls für die Auslösung der Hauptentladung zu erzeugen und zur Zündereinheit hin zu führen (Aufgaben 4, 5, 6).

20 [0053] Die Verwendung eines Lichtwellenleiters für die Zuführung der Strahlung zur Zündereinheit erhöht die Zuverlässigkeit des Systems, da keinerlei elektrische Verbindungen für die Zündungsauslösung erforderlich sind (Aufgaben 5 und 6).

25 [0054] Bei PSZ-Systemen ist die Verwendung von möglichst hoher Spannung im Hochspannungskreis von Vorteil [Wefels91, S. 56, auch S. 40ff]. Durch die koaxiale Anordnung des LWL im Zündkabel – innerhalb des Hochspannungsleiters – vergrößert sich der Durchmesser des Hochspannungsleiters, ohne dass ein zusätzlicher Stützkern benötigt wird. Dies führt zu einer Verringerung der elektrischen Feldstärke an der Oberfläche des Leiters und vereinfacht so die elektrische Isolierung (Aufgaben 1 und 2).

[0055] Die gemeinsame Integration von Plasmastrahlzünder und optisch ausgelöstem Hochspannungsschalter vereinfacht die Systemwartung sowie die Ersatzteilerhaltung (Aufgabe 7).

30

WEITERE AUSGESTALTUNG DER ERFINDUNG

Nutzung des Lichtwellenleiters zur Überwachung vorzeitiger Durchschläge in der Hochspannungs-Schaltröhre

35 [0056] Vorzeitige Durchschläge können durch überhöhte Thermoemission bei Überhitzung der Katode der Schaltröhre auftreten oder bei zu geringem Gasdruck innerhalb der Schaltröhre. Dabei bleibt die Energieumsetzung im Hochspannungskreis im allgemeinen nicht auf die Durchbruchphase der Entladungsstrecke beschränkt, so dass die Lebensdauer des Zünders beeinträchtigt wird. Um vorzeitige Durchschläge zu erkennen, kann die bei der Gasentladung in der Schaltröhre entstehende und in den Lichtwellenleiter gelangende Strahlung an dessen anderem Ende erfasst werden.

40

-Nutzung des Lichtwellenleiters zur Übertragung der Brennraumstrahlung des Motors

45 [0057] Es besteht die Möglichkeit, in den Zünder und in die den Schaltröhre optische Elemente für die Auskopplung der bei der Verbrennung im Motor entstehenden Strahlung zu integrieren und den ohnehin vorhandenen Lichtwellenleiter für die Übertragung der Strahlung zum Steuermodul zu nutzen. Dies eröffnet erstmals einen praktikablen und kostengünstigen Weg, die bislang nur im Laborbereich genutzte optische Verbrennungsanalyse bei Großserienmotoren zu implementieren. Insbesondere besteht hierdurch die Möglichkeit, motorisches Klopfen zu erkennen [Decker85], so dass auf die heute üblichen Körperschallaufnehmer für die Klopferkennung möglicherweise verzichtet werden kann.

50 [0058] Bei der Übertragung der Auslösestrahlung für die Schaltröhre und der Brennraumstrahlung über den gleichen Lichtwellenleiter besteht die Aufgabe, beide Strahlungsarten innerhalb der oder in der Nähe der Schafttröhre möglichst verlustarm zu vereinen beziehungsweise zu trennen. Dies kann mit Hilfe einer dichroitischen Spiegelschicht geschehen, die Strahlung mit der Wellenlänge der Auslösestrahlung reflektiert und andere optische Strahlung – insbesondere die Brennraumstrahlung – passieren lässt.

55 Nutzung des Systems für die Stoßwellenerzeugung in Fluiden

[0059] Eine weitere mögliche Anwendung des Konzepts ist die Erzeugung von Stoßwellen in Flüssigkeiten oder Gasen, beispielsweise im Bereich der Materialbearbeitung.

60 Nutzung der optisch ausgelösten Schaltröhre als Hochspannungsschalter in anderen Anwendungen

65 [0060] Es bietet sich an, die optisch ausgelöste Schaltröhre des Systems überall dort zum Schalten hoher Spannungen einzusetzen, wo keine übermäßig hohen Elektrodentemperaturen zu erwarten sind. Dies kann der Fall sein, wenn kurze Stromimpulse mit nicht hoher Frequenz auf eine hinreichend hochohmige Last aufgeschaltet werden sollen. Die zuverlässig schaltbare Stromstärke hängt offensichtlich von der Dauer der Stromimpulse, der Wärmekapazität und der Kühlung der Schaltröhrenelektroden sowie der geforderten Lebensdauer der Röhre ab.

DE 100 48 053 A 1

AUSFÜHRUNGSBESCHREIBUNG

Allgemeine Vorbemerkungen

[0061] Die Thermoemission wird durch die Richardson-Dushman-Gleichung beschrieben. Abhängig vom Material der Fotokatode ist die tatsächliche Emissionsstromdichte geringer als der unter Verwendung der universellen Richardson-Konstante berechnete Wert. Die Benutzung der Letztgenannten ist daher im vorliegenden Fall unschädlich. Ihr Wert ist:

$$A_R = 4\pi m_e e_0 k^2 / h^3 = 1,201793 \times 10^6 \text{ A/(m}^2\text{K}^2\text{)}$$

mit:

m_e : Ruhemasse eines Elektrons ($9,1093897 \times 10^{-31}$ kg)

e_0 : Elementarladung ($1,60217733 \times 10^{-19}$ As)

k : Boltzmann-Konstante ($1,380685 \times 10^{-23}$ J/K)

h : Planck'sches Wirkungsquantum ($6,6260755 \times 10^{-34}$ Js).

[0062] Die Fotoemission wird durch die Fowlerschen Gleichungen beschrieben.

[0063] Bei halbleitenden Katodenmaterialien ist die Austrittsarbeit für thermisch emittierte Elektronen im allgemeinen geringer als für Fotoelektronen. Daher kommen in erster Linie elektrische Leiter als Belagmaterial in Frage, obwohl deren fotoelektrische Quantenausbeute im interessierenden Wellenlängenbereich relativ gering ist. Weiterhin sollte der Schmelzpunkt des Belagsmaterials deutlich oberhalb der Betriebstemperatur der Katode liegen, um ein Fließen des Belags und/oder eine vollständige Legierung des Belagsmaterials mit dem Trägermaterial zu vermeiden. Geeignete elementare Stoffe können sich beispielsweise unter den Seltenen Erden oder den Erdalkalimetallen finden.

[0064] Für die Bestimmung der mindestens erforderlichen Austrittsarbeit der Fotokatode ist zunächst Folgendes zu ermitteln oder festzulegen

- a) die Betriebstemperatur T der Fotokatode,
- b) die Fläche der Fotokatode A_R ,
- c) die Hochspannungs-Stehzeit $t_S = t_A + t_B$,
- d) die Anzahl der Elektronen, die im statistischen Mittel die Fotokatode innerhalb der Hochspannungs-Stehzeit t_S höchstens verlassen dürfen ("zulässiger Dunkelstrom").

Zu a (Katodentemperatur)

[0065] Die meisten Motoren sind wassergekühlt, und der Zünder nebst Schaltröhre ist in den Zylinderkopf eingeschraubt, der von Kühlwasser durchströmt wird. In der Regel kann die Temperatur im Zündkerzengewinde daher 150°C (423 K) nicht überschreiten. Selbst wenn die Katode der Schaltröhre SW nicht wie in Bild 2 mit dem Kondensator C verbunden ist, sondern mit der Mittelelektrode des Zünders PI eine Einheit bildet, dürfte es möglich sein, die Temperatur der Fotokatode unter 500 K (227°C) zu halten. Hierzu ist ein hinreichender Wärmeabfluss von der Mittelelektrode über den Isolator des Zünders zu gewährleisten, beispielsweise durch mechanische Verlängerung, durch Vergrößerung des Durchmessers und/oder durch Verringerung des Querschnitts des vom Isolator umgebenen Teils der Mittelelektrode.

[0066] Die Verbindung der Katode des SW2 mit der Mittelelektrode des Zünders kann konstruktive Vorteile bieten, weil sich zünderseitig die Führung des Lichtwellenleiters beziehungsweise der daraus austretenden Strahlung vereinfacht. Hierzu sind die Polaritäten der Diode D2 und der Hochspannungswicklung des Trafos HT zu vertauschen, damit C auf positives statt – wie in Bild 2 dargestellt – negatives Potential gegen Masse aufgeladen wird.

Zu b (Katodenfläche)

[0067] Grundsätzliche ist die Zielsetzung, dass ein möglichst großer Teil der aus dem Lichtwellenleiter (LWL) austretenden Strahlung auf die Fotokatode der Schaltröhre trifft, damit dort möglichst viele Fotoelektronen ausgelöst werden. Verlässt die Strahlung den LWL durch ein planes Ende, das senkrecht zur Achse des LWL steht, entspricht der Sinus des halben Öffnungswinkels des Lichtkegels der numerischen Apertur (NA) der Faser. Diese beträgt bei gängigen Kunststofffasern z. B. $0,46$ (Öffnungswinkel 55°). Bei Annahme eines scharf begrenzten Lichtkegels und einem Faserdurchmesser von $d = 1$ mm ergibt sich für den Radius r_B der beleuchteten Fläche im Abstand von $a = 2,5$ mm zur Lichtaustrittsfläche der Faser:

$$\begin{aligned} r_B &= a \times \tan(\sin^{-1}(NA)) + d/2 \\ &= 2,5 \times 0,518 + 0,5 \text{ mm} \\ &\approx 1,8 \text{ mm.} \end{aligned}$$

[0068] Dies entspricht einer Fläche von etwa 10 mm^2 . Bei fokussierender Projektion der Strahlung ist ein deutlich kleinerer Wert realisierbar.

Zu c (Hochspannungs-Stehzeit)

[0069] Hierzu ist die Schaltung der Hochspannungserzeugung auszulegen. Bei Verwendung eines Flusswandlers (kapazitives System) ist die Stehzeit durch die Dimensionierung der frequenzbestimmenden Komponenten weitgehend frei wählbar und kann im allgemeinen kürzer gehalten werden als bei Verwendung eines Sperrwandlers nach Bild 3. Im letztgenannten Fall ist zunächst folgendes festzulegen oder zu ermitteln:
Die im Durchbruch freizusetzende Energie; Beispiel: $W_2 = 100 \text{ mJ}$.

Die hochspannungsseitigen parasitären Kapazitäten, bestehend aus der Summe aus den Streukapazitäten der Zündspule und der Kapazität des Zündkabels; Beispiel: $C_p = 100 \text{ pF}$.

Der Nennwert der Hochspannung. Diese sollte einerseits möglichst hoch sein, um einen guten Wirkungsgrad des Energieeintrags in das Gemisch zu erzielen [Wefels91]. Weiterhin kann ein einzelnes Fotoelektron um so mehr Atome oder Moleküle des Füllgases der Schaltroöhre ionisieren, je höher die Spannung ist. Andererseits wird man die Kapazität des Kondensators C , der die Energie W_2 bei der Hochspannung speichern soll, deutlich größer wählen wollen als C_p , um nicht zu viel Ballastenergie für die parasitären Kapazitäten C_p bereitstellen zu müssen. Hieraus ergibt sich eine obere Grenze. Beispiel: $\hat{U}_2 = 30 \text{ kV}$.

Die primärseitige Maximalspannung an der Zündspule beziehungsweise an dem primärseitigen Leistungsschalter SW1 (Bild 3). Diese ist möglichst hoch zu wählen, um das Übersetzungsverhältnis der Zündspule und damit die Induktivität ihrer Hochspannungswicklung im Interesse eines schnellen Spannungsanstiegs klein zu halten. Gegenwärtig bieten vor allem IGBTs vergleichsweise hohe Sperrspannungen von teilweise über 1000 V. Beispiel: $\hat{U}_1 = 750 \text{ V}$.

Die während der induktiven Aufladung der Zündspule an deren Primärwicklung anliegende Spannung; Beispiel: $U_{1, \text{on}} = 10 \text{ V}$.

Die zwischen zwei Zündungen verfügbare Zeit, wobei hier davon ausgegangen wird, dass bei Mehrzylindermotoren je eine Zündspule pro Zylinder vorhanden ist. Das Zeitintervall t_1 für die induktive Aufladung der Zündspule sollte einerseits möglichst lang sein, um die Wechselstrombelastung der Stromversorgung amplitudenmäßig gering und ausserdem niederfrequent zu halten. Andererseits kann eine erneute Aufladung erst nach Abschluss der Rückspeisung der Energie aus den parasitären Kapazitäten des Hochspannungskreises beginnen, also nach vollständiger Entmagnetisierung der Zündspule. Die induktive Aufladung darf daher nicht wesentlich mehr als die Hälfte der minimalen Zeit zwischen zwei Zündungen eines Zylinders beanspruchen. Beispiel: $t_1 = 10 \text{ ms}$.

Der Wirkungsgrad η_M der magnetischen Energiespeicherung in der Zündspule als das Verhältnis von magnetisch gespeicherter Energie W_{Mag} zu der Summe aus W_{Mag} und der während des Aufladevorgangs in der Primärwicklung resistiv dissipierten Energie $W_{R,P}$:

$$\eta_M = W_{\text{Mag}} / (W_{\text{Mag}} + W_{R,P}).$$

Auf diese Weise kann die Verlustleistung in der Zündspule je nach Zündenergie und Zündfrequenz begrenzt werden. Ein hoher Wert für η_M führt zwar zu geringem Strom in der Primärwicklung, erfordert jedoch eine große Primärinduktivität, um die Zündenergie zu speichern. Besonders nachteilig ist, dass die hierzu erforderliche hohe Windungszahl trotz geringerem Strom niederohmiger ausgeführt sein muss als bei geringeren Werten für η_M , so dass der Wicklungsquerschnitt und der Materialeinsatz (Kupfer) überproportional ansteigen. Durch den kleinen Primärstrom verlängert sich ausserdem die Aufbauzeit der Hochspannung (siehe Zeile 532). Umgekehrt muss bei kleinem η_M ein hoher Strom durch SW1 abgeschaltet werden, und die thermische Belastung der Zündspule steigt an. Beispiel: $\eta_M = 70\% = 0,7$.

[0070] Aus der freizusetzenden Energie W_2 und dem Wert der Hochspannung \hat{U}_2 ergibt sich die Kapazität des Hochspannungskondensators C mit den Beispielvorgaben zu

$$\begin{aligned} C &= 2W_2 / \hat{U}_2^2 \\ &= 2 \times 0,1 / (3 \times 10^4)^2 \text{ F} \\ &= 222 \text{ pF}. \end{aligned}$$

[0071] Im Hinblick auf eine hohe Güte kann C zum Beispiel als Vakuumkondensator ausgeführt werden.

[0072] C und die parasitäre Kapazität C_p müssen gemeinsam auf den Nennwert der Hochspannung aufgeladen werden. Damit ergibt sich die hochspannungsseitig bereitzustellende Energie W_{HV} zu:

$$\begin{aligned} W_{HV} &= (C + C_p) \hat{U}_2^2 / 2 \\ &= W_2 \times (C + C_p) / C \\ &= 100 \times (222 + 100) / 222 \text{ mJ} \\ &= 145 \text{ mJ}. \end{aligned}$$

[0073] Die Verluste $W_{V,H}$ im Hochspannungskreis werden hier pauschal zu 15 mJ angenommen. Die in der Zündspule magnetisch zu speichernde Energie ist daher $W_{\text{Mag}} = W_{HV} + W_{V,H} = 160 \text{ mJ}$.

[0074] Die Zündspule sollte möglichst streuarm ausgeführt werden, also mit weitgehend geschlossenem Kern, da die in der primärseitigen Streuinduktivität gespeicherte Energie größtenteils verloren geht. Bei einer maximalen magnetischen Flussdichte von 1,2 T muss der Spulenkern über einen Luftspalt mit einem Volumen von 279 mm³ verfügen, um darin die Energiemenge von $W_{\text{Mag}} = 160 \text{ mJ}$ zu speichern. Ein möglichst großer Kernquerschnitt ist anzustreben, um bei kleiner Luftspaltlänge eine geringe Windungszahl zu ermöglichen. Die magnetische Energieaufnahme des Kernmaterials und damit auch die magnetischen Verluste werden hier wegen der Anwesenheit des Luftspalts vernachlässigt.

[0075] Die Zeitkonstante $\tau_p = L_p / R_p$ der Primärwicklung ist anhand des primärseitigen Speicherwirkungsgrades η_M bestimmbar, und zwar normiert auf die Aufladezeit t_1 . Hierzu ist folgende Gleichung zu lösen (beispielsweise mit Hilfe eines geeigneten Tabellenkalkulationsprogramms):

$$\eta_M k + (1 + \eta_M) \exp(-k) - 0,5 \exp(-2k) - \eta_M - 0,5 = 0.$$

[0076] Hierin ist $k = t_1 / \tau_p = t_1 R_p / L_p$, also der Kehrwert der normierten Zeitkonstante.

[0077] Der Verlauf der normierten Zeitkonstante in Abhängigkeit von η_M ist in Bild 7 grafisch dargestellt (linke Ordinate). Ebenfalls in der Grafik enthalten ist die Abhängigkeit des abzuschaltenden Stroms durch die Primärwicklung bezogen auf das theoretische Minimum dieses Stroms, das sich für $\eta_M = 1$ aus der Versorgungsspannung $U_{1, \text{on}}$ und der Einschaltzeit t_1 ergibt (rechte Ordinate).

[0078] Mit dem Beispielwert für $\eta_M(0,7)$ ergibt sich $k = 0,5612$, entsprechend einer bezogenen Zeitkonstante von 1,782. Mit den Vorgaben für $U_{1, \text{on}}$, t_1 , η_M und W_{Mag} errechnet sich der Widerstand der Primärwicklung wie folgt:

$$R_p = U_{1, \text{on}}^2 t_1 \eta_M (1 + (\exp(-k) - 1) / k) / W_{\text{Mag}}$$

$$= 10^2 \times 0,01 \times 0,7 \times (1 + (\exp(-0,5612) - 1)/0,5612)/0,16 \Omega$$

$$= 1,027 \Omega$$

[0079] Für die Induktivität L_P der Primärwicklung ergibt sich:

$$L_P = R_P \tau_P$$

$$= R_P t_1/k$$

$$= 1,027 \times 0,01/0,5612 \text{ H}$$

$$= 18,3 \text{ mH.}$$

[0080] Der erforderliche Strom durch die Primärwicklung ergibt sich daraus zu $\hat{I}_1 = 4,18 \text{ A}$.

[0081] Das erforderliche Übersetzungsverhältnis der Zündspule ist:

$$\hat{u} = \hat{U}_2/\hat{U}_1$$

$$= 30000/750$$

$$= 40.$$

[0082] Für die Induktivität L_S der Sekundärwicklung der Zündspule ergibt sich bei Vernachlässigung der Streuinduktivität:

$$L_S = \hat{u}^2 L_P$$

$$= 40^2 \times 18,3 \text{ mH}$$

$$= 29,3 \text{ H.}$$

[0083] Beim Spannungsaufbau im Hochspannungskreis bilden L_S , C und C_P einen Schwingkreis. Die Aufbauzeit der Hochspannung entspricht einer viertel Schwingungsperiode und beträgt:

$$t_A = (\pi/2) \times (L_S(C + C_P))^{1/2}$$

$$= (\pi/2) \times (29,3 \times (222 + 100) \times 10^{-12})^{1/2} \text{ s}$$

$$= 153 \mu\text{s.}$$

[0084] Auf kürzerem Weg, der allerdings keine weiteren Ergebnisse liefert, kann t_A auch wie folgt ermittelt werden:

$$t_A = \pi W_{HV}/(\hat{U}_1 \hat{I}_1) \times (1 + W_{VH}/W_{HV})^{1/2}$$

[0085] Hier ist direkt erkennbar, dass bei gegebener Hochspannungsenergie W_{HV} und gegebenen Hochspannungsverlusten W_{VH} eine hohe Primärspannung \hat{U}_1 und ein hoher Primärstrom \hat{I}_1 eine kurze Anstiegszeit ergeben. Ein hoher Strom \hat{I}_1 ist jedoch gegen die thermische Belastung der Zündspule und weitere Nachteile abzuwägen. Der dargestellte Zusammenhang eignet sich nur bedingt für die Ermittlung von \hat{I}_1 unter Vorgabe von t_A , da die Betriebsspannung $U_{1,0n}$ und die Einschaltzeit t_1 eine Untergrenze für \hat{I}_1 bestimmen (wobei es sich um einen idealen Grenzfall handelt, der einen verschwindend geringen Widerstand der Primärwicklung erfordert).

[0086] Für die Entladung der parasitären Kapazitäten des Hochspannungskreises sind wegen der Diode D2 lediglich L_S und C_P maßgebend. Die Entladezeit t_E ergibt sich damit zu:

$$t_E = (\pi/2) \times (L_S C_P)^{1/2}$$

$$= t_A \times (C_P/(C + C_P))^{1/2}$$

$$= 153 \times (100/(100 + 222))^{1/2} \mu\text{s}$$

$$= 85 \mu\text{s.}$$

[0087] Die Hochspannungs-Stehzeit t_S ist die Summe aus Aufbau- und Entladezeit und beträgt:

$$t_S = (153 + 85) \mu\text{s} = 238 \mu\text{s.}$$

Zu d (zulässiger Dunkelstrom der Schaltöhre)

[0088] Zur Abschätzung wird hier von einer Hochspannungs-Stehzeit $t_S = 300 \mu\text{s}$ ausgegangen. Weiterhin wird willkürlich festgelegt, dass die Fotokatode während dieser Zeit im statistischen Mittel 10^{-6} Elektronen durch Thermoemission freisetzen darf. Dies bedeutet, dass im Durchschnitt bei einer aus einer Million Zündungen ein thermisch emittiertes Elektron ungewollt eine Zündung auslösen kann. Die zulässige thermisch verursachte Stromdichte J_{Th} beträgt bei einer Belagsfläche von $A_F = 10 \text{ mm}^2$:

$$J_{Th} < 10^{-6} e_0/(t_S A_F)$$

$$= 10^{-6} \times 1,6022 \times 10^{-19}/(300 \times 10^{-6} \times 10 \times 10^{-6}) \text{ A/m}^2$$

$$= 5,34 \times 10^{-17} \text{ A/m}^2.$$

Berechnung der erforderlichen Austrittsarbeit

[0089] Mit einer Katodentemperatur $T = 500 \text{ K}$ liefert die Richardson-Dushman-Gleichung für die mindestens erforderliche Austrittsarbeit W_A :

$$W_A > kT \log_e(A_R T^2/J_{Th})$$

$$= 1,381 \times 10^{-23} \times 500 \times \log_e(1,202 \times 10^6 \times 500^2/5,34 \times 10^{-17})$$

$$= 4,41 \times 10^{-19} \text{ J}$$

$$= 2,75 \text{ eV.}$$

[0090] Bei einer Temperatur von 500 K ändert sich die zulässige Austrittsarbeit um $0,0992 \text{ eV}$, wenn sich das Argument des Logarithmus um eine Größenordnung ändert. Beispielsweise wird bei Verkleinerung der Fläche der Fotokatode von 10 auf 1 mm^2 die zulässige Stromdichte im um den Faktor 10 erhöht, so dass die Mindest-Austrittsarbeit dann nur noch $2,66 \text{ eV}$ beträgt.

[0091] Es ist darauf zu achten, dass die effektive Austrittsarbeit bei anliegender Hochspannung nicht aufgrund des

Schottky-Effekts unzulässig abgesenkt wird. Die Absenkung beträgt:

$$\Delta(W_A) = (e_0^3 |E| / (4\pi\epsilon_0))^{1/2}$$

5 mit:

e_0 : Elementarladung

E : elektrische Feldstärke unmittelbar vor der Katodenoberfläche

ϵ_0 : elektrische Feldkonstante

[0092] Eine Absenkung der Austrittsarbeit um 0,0992 eV – entsprechend einer Verzehnfachung der Thermoemission – ergibt sich bei einer Feldstärke von etwa 6800 V/mm. Ein solcher Wert kann insbesondere dann auftreten, wenn bei kleinem Elektrodenabstand das elektrische Feld zwischen den Elektroden annähernd homogen ist. Um die Feldstärke unmittelbar vor der Fotokatode abzusenken, kann der Katodenbelag beispielsweise auf dem konvex zu gestaltenden Perimeter der Katode oder in einer Kavität derselben angebracht werden. Dies beugt ausserdem einer Beschädigung des Belags durch Überschläge vor.

15 [0093] Andererseits lässt sich der Schottky-Effekt vorteilhaft zur Senkung der Austrittsarbeit eines Belagsmaterials mit zu hoher Austrittsarbeit nutzen, um die Fotoemission zu erhöhen.

[0094] Als Belagsmaterial sind in Metalle zu bevorzugen, weil bei Halbleitern die fotoelektrische Austrittsarbeit die thermische Austrittsarbeit um den Abstand zwischen dem Fermi-niveau und dem Valenzband übersteigt ([Herrmann94], S. 38). Dies führt offensichtlich zu unerwünscht hoher Thermoemission. Allerdings ist andererseits die Quantenausbeute bei Halbleitern deutlich höher als bei Metallen, so dass im Einzelfall empirische Untersuchungen anzustellen sind.

20 [0095] Im vorliegenden Fall könnten beispielsweise Samarium ($W_A \approx 2,7 \dots 2,8$ eV), Kalzium ($W_A \approx 2,8 \dots 3,2$ eV), Cer ($W_A \approx 2,88$ eV) Strontium ($W_A \approx 2,74$ eV) und eventuell Magnesium ($W_A \approx 3,6$ eV) in Frage kommen. Adsorbierte metallische Oberflächenschichten (Monolagen) verringern stets die Austrittsarbeit. Wenn die Ionisierungsenergie des Oberflächenmetalls kleiner ist als die Austrittsarbeit der Unterlage, wird die Austrittsarbeit insgesamt sogar kleiner als die Austrittsarbeit des Oberflächenmaterials selbst ([Herrmann94], S. 34). Weiterhin kann die Austrittsarbeit durch Befüllung der Schalttröhre mit einem elektropositiven Gas wie beispielsweise Wasserstoff abgesenkt werden ([Herrmann94], S. 33).

[0096] Es versteht sich von selbst, dass die tatsächliche Austrittsarbeit von der Reinheit des Materials abhängt. Ob und in wie weit gezielte Verunreinigungen Vorteile bringen, ist bei Bedarf zu ermitteln. Für einen gegebenen Stoff sollten die Werte der Austrittsarbeit sowohl für Thermoemission als auch für Fotoemission separat bestimmt werden.

30 [0097] Abgesehen von Katoden mit adsorbierten Oberflächenschichten sollte der Katodenbelag mindestens tausend Atomlagen (etwa 0,1 μm) dick sein, wenn er die Austrittsarbeit des reinen Belagsmaterials aufweisen soll. Bei dünneren Schichten können Wechselwirkungen zwischen Belag und Trägermaterial zu einer erheblichen Absenkung der Austrittsarbeit führen. Gleiches gilt bei Kontamination des Belagsmaterials. Gegebenenfalls muss der Katodenbelag vor der Gasbefüllung der Schalttröhre von adsorbierten Gasen befreit werden, beispielsweise durch Ausheizen im Vakuum. Verfahren hierzu sind in [Bretting91], S. 146ff (Kap. 2.5.3) beschrieben.

35 [0098] Als Strahlungsquelle bieten sich kommerziell verfügbare Lumineszenzdioden auf Basis GaN an, die bei einer Wellenlänge von 370 nm emittieren (Photonenenergie 3,35 eV). Die Strahlungsleistung liegt im Gleichstrombetrieb bei 0,75 mW. Sie ist im Impulsbetrieb etwa um den Faktor 3 zu steigern. Der Aperturwinkel des Strahlungskegels beträgt lediglich 15° bei einem Linsendurchmesser von 4 mm, so dass mindestens 5% der Strahlungsleistung – etwa 100 μW , entsprechend $1,8 \times 10^{14}$ Photonen pro Sekunde – in einen gängigen Kunststoff-LWL mit 1 mm Faserdurchmesser eingekoppelt werden können.

40 [0099] Weiterhin sind violett (bei 405 nm/3,06 eV) strahlende Laserdioden mit einer Dauerstrichleistung von 10 mW verfügbar. Im Impulsbetrieb können mindestens 20 mW erreicht werden. Bekanntlich kann bei Laserdioden ein hoher Anteil der Strahlung (~50%) in eine LWL-Faser eingekoppelt werden. Dies entspricht hier etwa 2×10^{16} Photonen pro Sekunde.

45 [0100] Die Dämpfung gängiger Kunststoff-LWL-Fasern liegt in beiden Fällen deutlich unter 1 db/m, so dass bei einem Meter Länge weniger als 20% der Photonen in der Faser verloren gehen. Weitere 5% sind für Reflektionsverluste an jeder optischen Grenzfläche (Eintritts- und Austrittsflächen von Lichtwellenleitern) zu veranschlagen, bei zwei LWL-Ab-schnitten also insgesamt 20%.

50 [0101] Gemäß der Fowlerschen Gleichung für die Fotoemission aufgrund von Photonen, deren Energie W_P größer ist als die Austrittsarbeit W_A des Katodenmaterials, beträgt die im Mittel durch ein Photon freigesetzte Ladungsmenge Q_P [Bretting91]:

$$55 \quad Q_P = \eta_P A_R T^2 \left(\delta^2/2 + \pi^2/6 - \sum_{n=1}^{\infty} [(-1)^{n-1} \exp(-n\delta) / n^2] \right)$$

wobei

$$60 \quad \delta = (W_P - W_A)/(kT)$$

mit:

η_P : "Quantenausbeute", abhängig vom Belagsmaterial und der Wellenlänge der Strahlung; Dimension: m^2s ; Größenordnung: 10^{-37}

65 A_R : Richardson-Konstante

T : Temperatur

k : Boltzmann-Konstante.

[0102] Mit $W_P = 3,3$ eV, $W_A = 2,8$ eV und $T = 500$ K wird $\delta^2 = 134,67$. Die ersten beiden Summanden in der Klammer

ergeben zusammen den Wert 68,98. Dem gegenüber sind die Glieder der Reihe, die (wie der Faktor $\pi^2/6$) einen Korrekturterm für $T > 0$ darstellen, vernachlässigbar (Betrag des 1. Glieds: 8×10^{-6}). Mit $\eta_p = 10^{-37} \text{ m}^2 \text{ s}$ wird $Q_p \approx 2 \times 10^{-24} \text{ As/Foton}$.

[0103] Dies entspricht einer Freisetzungsquote von $1,3 \times 10^{-5}$ Elektronen pro Foton. Treffen 10^{14} Fotonen pro Sekunde auf die Katode, werden im Mittel 1,3 Elektronen pro Nanosekunde freigesetzt. Dies entspricht einem Strom von rund 200 pA.

[0104] Bei Verwendung von violettem Licht mit $W_p = 3,06 \text{ eV}$ und einem Photonenfluss von 10^{16} s^{-1} wird der Strom etwa 25 mal größer (5 nA).

Ausführung des Zünders (Beispiel)

[0105] Bild 8 zeigt den Längsschnitt einer denkbaren Ausführung mit integrierter Schaltröhre. Der Zünder verfügt über einen Anschluss für Zündkabel mit koaxial eingebettetem Lichtwellenleiter und über Vorrichtungen zur Übermittlung der Brennraumstrahlung des Motors.

[0106] Die Anordnung nach Bild 8 ist im wesentlichen rotationssymmetrisch um die Längsachse 1. Der Zünder besteht aus einem metallischen Gehäuse 2 mit Zündkerzengewinde 3, Sechskant 4 für die Montage sowie Gewinde 5 für eine nicht dargestellte Überwurfmutter, die sich auf dem Anschluss des in der Darstellung von rechts herangeführten Zündkabels befindet und dessen Sitz sichert.

[0107] Das Gehäuse ist im wesentlichen ein Rohr mit abgestuften Innendurchmesser. Koaxial darin eingebettet ist ein ebenfalls rohrartiger elektrischer Isolator 6, der ausreichende Wärmeleitfähigkeit aufweisen muss. Er soll gasdicht sein und kann dafür innen glasiert sein. In den Isolator ist im zünderseitigen Abschnitt die Mittelelektrode 7 des Zünders eingebettet. Der elektrische Überschlag zwischen der Mittelelektrode und dem Zündergehäuse erfolgt bei 8. Im Bereich der Mittelelektrode sollte der ohmsche Widerstand des Isolators endlich sein, damit die Mittelelektrode beim Aufbau der Hochspannung annähernd auf Massepotential gehalten wird. Der Höchstwert des Widerstands zwischen Mittelelektrode und Gehäuse wird durch die Aufbauzeit der Hochspannung und die Kapazität zwischen den Elektroden der Schaltröhre bestimmt und liegt in der Größenordnung von $10^8 \Omega$.

[0108] Das im Inneren des Zünders befindliche Ende der Mittelelektrode ist gleichzeitig die Anode der integrierten Schaltröhre und im Hinblick auf eine geeignete elektrische Feldverteilung in der Schaltröhre geformt. Ihr gegenüber in Richtung Zündkabelanschluss, ebenfalls koaxial innerhalb des Isolators 6 angeordnet, befindet sich die Katode 9 der Schaltröhre. Diese ist massiv ausgeführt, um Temperaturunterschiede innerhalb des Katodenkörpers gering zu halten. Der axiale Abstand zwischen Mittelelektrode 7 und Katode 9 ist möglichst gering zu halten, um einen hohen Gasdruck und damit geringe Verluste in der Schaltröhre zu erzielen. Der Gasdruck ist gegen die mechanische Festigkeit der Komponenten und ihrer Verbindungen abzuwägen. Er kann sich durch Erwärmung im Betrieb auf ein Mehrfaches des Befüllungsdrucks erhöhen.

[0109] In Bild 8 sind die ausserhalb der Darstellungsebene verlaufenden Scheitellinien von Katode und Mittelelektrode gestrichelt angedeutet. Zwischen diesen soll der Überschlag in der Schaltröhre stattfinden. Folglich muss die elektrische Feldstärke hier den höchsten Betrag innerhalb der Schaltröhre aufweisen. Bei der Ermittlung der größten Feldstärke ist insbesondere das an den Seiten des Katodenkörpers radial in Richtung Gehäuse verlaufende Feld zu berücksichtigen. Gegebenenfalls ist die elektrische Feldverteilung innerhalb der Schaltröhre anhand einer numerischen Simulation zu optimieren. Die Oberflächen sollten poliert sein, um mikroskopische Feldverzerrungen zu vermeiden.

[0110] Alternativ zu der Darstellung in Bild 8 kann die Feldverteilung wie bei einem Geiger-Müller-Zählrohr stark inhomogen gestaltet werden (Spitze/Platte-Anordnung mit positiver Spitze).

[0111] Der Katodenkörper bildet einen Stopfen, der die Befüllung des Gasraums 10 ermöglicht und diesen danach durch einen Kegeldichtsitz im Katodenträger 11 nach aussen hin abdichtet. Die Abdichtung kann durch Beschichtung der berührenden Oberflächen von 9 und 11 und/oder durch Verklebung oder Verlötlung derselben gesichert werden. Alternativ kann die Katode 9 direkt innerhalb des Isolators 6 gasdicht fixiert werden, wenn die Befüllung des Gasraums auf andere Weise ermöglicht wird.

[0112] Der Katodenträger 11 ist mit dem Isolator 6 gasdicht verbunden, beispielsweise durch Glaslot ("Frit"). Er soll einen hinreichenden Wärmeabfluss von der Katode 9 über den Isolator 6 an das Gehäuse 2 ermöglichen.

[0113] Koaxial innerhalb der Katode 9 ist ein Lichtwellenleiter 12 angeordnet, der die über das Zündkabel eingespeiste Auslösestrahlung für die Zündung in das Innere der Schaltröhre leitet. Die Strahlungsaustrittsfläche ist konvex gestaltet, um die Divergenz des Strahlenbündels innerhalb der Schaltröhre zu mindern. Die Strahlung fällt auf einen auf der Mittelelektrode 7 angebrachten dichroitischen Spiegel 13, wie er beispielsweise aus der Farbfernsehtechnik oder der Lasertechnik bekannt ist (z. B. [NauSchr92], S. 255ff, S. 559f). Der Spiegel soll hier den Wellenlängenbereich der Auslösestrahlung reflektieren und ansonsten weitgehend transparent sein. Um die optische Ablenkung der hindurch gehenden Strahlung gering zu halten, sollte der Spiegelträger von möglichst geringer und gleichmäßiger Dicke sein.

[0114] Durch geeignete Formgebung der Oberfläche des Spiegels wird die Austrittsfläche des Lichtwellenleiters 12 auf dem optisch aktiven Katodenbelag 14 abgebildet. Dieser bildet einen schmalen Ring um die Austrittsfläche des Lichtwellenleiters 12 herum. Die Formgebung des Spiegels richtet sich nach den Regeln der Strahlenoptik für die Erzeugung reeller Bilder mit Hohlspiegeln, wobei die Lichtaustrittsfläche von 12 dem abzubildenden Objekt entspricht und die Bildebene auf dem Katodenbelag 14 liegen muss. Es gilt:

$$1/f = 1/g + 1/b$$

mit:

f: Brennweite des Spiegels

g: auf die optische Achse projizierte Entfernung des Objekts vom Spiegelscheitel

b: auf die optische Achse projizierte Entfernung der Bildebene vom Spiegelscheitel.

[0115] Da Objekt- und Bildebene in diesem Beispiel etwa gleich weit vom Spiegelscheitel entfernt sind, muss die Brennweite des Spiegels rund die Hälfte dieses Abstands betragen, um ein scharfes Bild zu erhalten. Eine geringe Unschärfe kann offensichtlich in Kauf genommen werden. Die Größen von Objekt und Bild verhalten sich zueinander wie ihre Entfernungen vom Spiegelscheitel, so dass das Bild etwa eben so groß ist wie das Objekt. Die in die Spiegelebene projizierte Breite des Katodenbelagrings 14 muss daher dem in die Spiegelebene projizierten Radius r_L des Lichtwellenleiters 12 entsprechen. Da der Innenhalbmesser des Katodenbelagrings nicht kleiner sein kann als r_L , wird die Fläche des Belags 14 mindestens dreimal so groß wie die in die Spiegelebene projizierte Austrittsfläche des Lichtleiters. Bei $r_L = 0,5 \text{ mm}$ ergibt sich für die Belagfläche $A_F \geq 2,4 \text{ mm}^2$. Bei der Ermittlung der erforderlichen Austrittsarbeit wurde mehr als die vierfache Größe angenommen (10 mm^2), so dass genügend Spielraum für einen angemessenen Abstand zwischen der Lichtaustrittsfläche und dem Katodenbelag, für eine Schrägstellung der Ebene des Katodenbelags zur Spiegelebene sowie für mechanische Toleranzen bleibt.

[0116] Die Form des Spiegels entsteht durch Rotation einer Parabel mit passendem Halbparameter um einen geeigneten Durchmesser oder – je nach geometrischen Verhältnissen – um eine leicht schräg zu den Durchmessern stehende Gerade. Die Größe des Spiegels richtet sich nach der Divergenz der aus dem Lichtleiter 12 austretenden Strahlung, die vollständig auf den Spiegel fallen soll. Der Spiegel kann auf der Mittelelektrode mit Glaslot befestigt oder direkt darauf festgeschmolzen werden. Der Raum, der an die der Auslösestrahlung abgewandte Seite des Spiegels grenzt, darf dabei nicht gasdicht verschlossen werden, damit der Spiegel bei der Befüllung der Schaltöhre mit Druckgas nicht verformt oder zerstört wird.

[0117] Ein dichroitischer Spiegel ist nur dann erforderlich, wenn die Brennraumstrahlung des Motors wie unten beschrieben erfasst werden soll. Anderenfalls kann die Oberfläche der Mittelelektrode entsprechend geformt und poliert werden.

[0118] Durch die Formgebung der Katodenoberfläche und die Positionierung ihres Belags 14 ist ein Überschlag zwischen dem Belag und der Mittelelektrode 1 weitgehend unwahrscheinlich, da der Belag innerhalb einer von der Katodenoberfläche gebildeten Kavität liegt, in die das elektrische Feld nur schwach eindringt. Andererseits erfolgt die Freisetzung der Fotoelektronen in der Nähe des geringsten Abstandes zwischen Mittelelektrode und Katode, so dass die Stoßionisation der Gasfüllung im Gebiet der höchsten elektrischen Feldstärke einsetzen kann.

[0119] Für die Erfassung der Brennraumstrahlung des Motors ist innerhalb der Mittelelektrode ein weiterer Lichtwellenleiter 15 koaxial angeordnet. Sein äusseres, in den Brennraum weisendes Ende (in Bild 8 links) ist konkav ausgeführt, um einen möglichst großen Akzeptanzwinkel für die Brennraumstrahlung zu erzielen. Das andere, innerhalb der Schaltöhre liegende Ende ist konvex, damit ein möglichst großer Teil der aufgenommenen Brennraumstrahlung in den Lichtleiter 12 übertragen wird.

[0120] Falls ohnehin genügend Strahlungsleistung aus dem Brennraum übertragen wird, kann der Mittelelektroden-Lichtwellenleiter 15 mit dem Spiegel 13 vereinigt werden, indem die Austrittsfläche von 15 die Oberflächenform des Spiegels erhält und darauf die dichroitische Spiegelschicht aufgebracht wird.

[0121] Die Zusammensetzung des Füllgases der Schaltöhre ist empirisch zu ermitteln und zu optimieren. Das Füllgas sollte möglichst hohe Wärmeleitfähigkeit aufweisen, um die im Durchbruch in das Füllgas eingetragene Energie möglichst schnell an die Umgebung (Isolator 6, Mittelelektrode 7, Katode 9) abzugeben. Eine große Wärmeleitfähigkeit ist ausserdem gleichbedeutend mit einer großen mittleren freien Weglänge der Gasteilchen, die wiederum die Stoßionisation durch ionisierte Gasteilchen schon bei relativ geringer elektrischer Feldstärke ermöglicht. Das Füllgas sollte daher möglichst leicht und ausserdem chemisch inert sein. Diese Anforderungen werden durch Helium gut erfüllt; allerdings ist die Ionisierungsenergie mit knapp 35 eV sehr hoch, und der Wirkungsquerschnitt bei der Stoßionisation durch Elektronen ist vergleichsweise niedrig ([GrigoMeili97], S. 532, Fig. 19.2). Die Durchschlagfeldstärke ist mit etwa 1,4 kV/mm bei Normaldruck (0,1 MPa) vorteilhaft niedrig, so dass ein hoher Gasdruck erzielbar ist. Leider diffundiert Helium im Gegensatz zu den meisten anderen Gasen sogar durch viele Glassorten hindurch. Eine geringere Ionisierungsenergie und eine noch geringere Durchschlagfeldstärke als Helium weist Neon auf (~22,5 eV, ~0,4 kV/mm). Wasserstoff (~15,4 eV, ~2,6 kV/mm) zeigt bei Verwendung in Thyratrons ein besonders schnelles Schaltverhalten [Pasley96]. Zu beachten ist, dass Wasserstoff als elektropositives Element die Austrittsarbeit des Katodenmaterials unter Umständen deutlich herabsetzt ([Herrmann94], S. 33). Weiterhin ist die Möglichkeit der Bildung von Hydriden mit anderen im Gasraum anzutreffenden Materialien auszuschliessen. Gleiches gilt für Stickstoff (~14,5 eV, ~4,5 kV/mm) im Hinblick auf Nitridbildung. Gegebenenfalls ist eine geeignete Mischung aus mehreren der genannten und/oder anderen Stoffen zu erproben.

[0122] Der Fülldruck ist so hoch einzustellen, dass innerhalb der Hochspannungs-Stehzeit t_s bei dem Nennwert der Hochspannung \hat{U}_2 und bei der Arbeitstemperatur gerade eben kein selbständiger Durchschlag in der Schaltöhre erfolgt. Dies kann dadurch verifiziert werden, dass im Betrieb die Häufigkeit vorzeitiger, also nicht durch die Auslösestrahlung ausgelöster Durchschläge durch Erfassung der von der Schaltöhre ausgehenden Strahlung beobachtet wird.

Auslegung eines kapazitiven Systems gemäß Bild 5 für die Hochspannungserzeugung (Flusswandler)

[0123] Aus Gründen des höheren Aufwands im Vergleich zu einem induktiven System kommt der Einsatz eines Flusswandlers vor allem bei hoher Zündenergie in Frage. Er kann insbesondere dann sinnvoll sein, wenn für die induktive Energiespeicherung unverhältnismäßig große Zündspulen erforderlich sind oder wenn bei einem induktiven System das Produkt aus primärseitiger Maximalspannung und abzuschaltendem Strom nach dem Zusammenhang in Zeile 532 unwirtschaftlich groß sein muss, um eine akzeptable Hochspannungs-Aufbauzeit zu realisieren.

[0124] Eine ausführliche Untersuchung des Schaltvorgangs an zwei induktiv gekoppelten Schwingkreisen findet sich beispielsweise in [Büning92], S. 199 ff. Daraus geht hervor, dass bei bestimmten Kopplungsgraden zwischen den Transformatorwicklungen sogar ein vollständiger Energietransfer vom Zwischenkreis in den Hochspannungskreis möglich ist, ohne dass dabei Magnetisierungsenergie im Transformator verbleibt. Allerdings erfordert dies mindestens einen Wechsel der Stromrichtung im Hochspannungskreis, was hier wegen der Diode D5 (Bild 5) nicht möglich ist. Auf D5 kann nicht verzichtet werden, weil dann die elektrische Entladung nicht sicher auf die Durchbruchphase beschränkt bleibt.

[0125] Man kann beispielsweise wie folgt vorgehen:

1. Festlegung der im Durchbruch freizusetzende Energie. Beispiel: $W_2 = 1$ Joule.
2. Festlegung des Verhältnisses der Kapazitäten C_2 und C_p , wobei C_p die hochspannungsseitigen parasitären Kapazitäten bezeichnet und den Umständen nach gegeben ist. Beispiel:

$C_p = 100$ pF, gewählt wird $C_2 = 222$ pF (wie bei dem Beispiel für das induktive System).

Daraus ergibt sich die Hochspannung zu

$$\begin{aligned}\hat{U}_2 &= (2W_2/C_2)^{1/2} \\ &= (2/222 \times 10^{-12})^{1/2} \\ &= 94,9 \text{ kV.}\end{aligned}$$

Dieser Wert ist deutlich höher als bei gegenwärtigen Zündsystemen und erfordert angemessene Isolationsmaßnahmen. Andererseits führt eine Absenkung der Hochspannung zu einem quadratischen Anstieg der erforderlichen Kapazität von C_2 , so dass Baugröße und Gewicht von C_2 zunehmen und eine induktivitätsarme Ausführung von C_2 erschwert wird. Weiterhin sollte nicht vergessen werden, dass eine möglichst hohe Spannung nicht nur die im Durchbruch auszugleichende elektrische Ladung verringert (und damit die mittlere Strombelastung der Elektroden), sondern auch das Durchschalten der Schaltrohre begünstigt, da jedes Fotoelektron um so mehr Gasionen erzeugen kann je höher die Spannung ist. Der Elektrodenabstand des Zünders PI ist entsprechend anzupassen.

3. Vorgabe der Hochspannungs-Stehzeit t_s . Diese setzt sich aus der Anstiegszeit t_A und der Entladezeit t_E zusammen, die wiederum von den Kapazitäten $C_2 + C_p$ beziehungsweise C_p bestimmt werden und daher in einem festen Verhältnis zueinander stehen. Beispiel: $t_s = 238$ μ s (wie bei dem Beispiel für das induktive System).

Nimmt man als erste Näherung die Hauptinduktivität des Transformators zu unendlich groß an, ergeben sich für t_A und t_E die gleichen Werte wie bei dem induktiven System (153 μ s, 85 μ s). Daraus ergibt sich für die notwendige (hochspannungsseitige) Streuinduktivität des Transformators:

$$\begin{aligned}L_{st,2} &= (t_E/\pi)^2/C_p \\ &= (85 \times 10^{-6}/\pi)^2/10^{-10} \\ &= 7,32 \text{ H.}\end{aligned}$$

Wird die Streuinduktivität kleiner gewählt, verkürzt sich zwar die Aufbauzeit der Hochspannung, es steigt aber auch die Strombelastung während des Schaltvorgangs, was insbesondere für den Zwischenkreis von Bedeutung ist.

4. Vorgabe der Zwischenkreisspannung U_1 . Beispiel: $U_1 = 750$ V.

Hieraus ergibt sich das Übersetzungsverhältnis des Trafos (bei unendlicher Hauptinduktivität) zu:

$$\begin{aligned}\hat{u} &= \hat{U}_2/U_1 \\ &= 94900/750 \\ &= 126,5.\end{aligned}$$

5. Ermittlung der praktisch erzielbaren Hauptinduktivität des Transformators HT. Diese sollte so groß wie möglich sein, da die Magnetisierungsenergie des Trafos Ballastenergie darstellt, die nicht in den Hochspannungskreis transferiert wird. Weil die Streuinduktivität des Transformators gegeben ist, ist die Maximierung der Hauptinduktivität gleichbedeutend mit einer Minimierung des Streufaktors bei der erforderlichen Spannungsfestigkeit.

Von noch größerer Bedeutung als die Kopplung zwischen den Wicklungen N_1 und N_3 ist die Kopplung zwischen N_1 und der Entmagnetisierungswicklung N_2 . Streuung zwischen den letztgenannten kann zu unerwünschten Spannungsspitzen führen. Das Wicklungsverhältnis N_2/N_1 richtet sich nach der Spannungsfestigkeit der übrigen Bauelemente sowie der Versorgungsspannung U_0 .

Es kann zweckmäßig sein, die Windungszahlen von N_2 und N_1 identisch zu wählen und die Wicklungen in einem Arbeitsgang mit Zwillingslitze bifilar zu realisieren. Dabei kann die maximale Spannung zwischen benachbarten Windungen durch entsprechende Anschlussbelegung auf die Zwischenkreisspannung U_1 begrenzt werden.

6. Liegen die Kenngrößen des Transformators fest, können die Zwischenkreiskapazitäten C_{1a} und C_{1b} beispielsweise durch analytische Berechnung nach [Böning92], S. 199ff, oder durch numerische Schaltkreissimulation bestimmt werden. Die Zielsetzung dabei ist, dass sich zu dem Zeitpunkt, zu dem die Hochspannung erstmals ein Maximum erreicht, möglichst wenig Ladung auf C_{1a} und C_{1b} befindet.

LITERATUR

[Böning92] Böning, Walter: Einführung in die Berechnung elektrischer Schaltvorgänge. Berlin; Offenbach: VDE-Verlag, 1992; ISBN 3-8007-1854-5.

[Bretting91] Bretting, Jork (Hrsg.): Technische Röhren. Heidelberg: Hüthig, 1991; ISBN 3-7785-1645-0

[Decker85] Decker, Heinz; Gruber, Hans-Ulrich: Knock Control of Gasoline Engines – A Comparison of Solutions and Tendencies, with Special Reference to Future European Emission Legislation. SAE Paper 850298, in: SAE Transactions 94 (1985), Warrendale, PA: Society of Automotive Engineers, 1986.

[GrigoMeili97] Grigoriev, Igor S.; Meilikhov, Evgenii Z. (Eds.): Handbook of Physical Quantities. Boca Raton; New York; London; Tokyo: CRC Press, 1997; ISBN 0-8493-2861-6.

[Herrmann94] Herrmann, Klaus H.: Der Photoeffekt. Braunschweig; Wiesbaden: Vieweg, 1994; ISBN 3-528-06459-5.

[Kupe88] Kupe, Kapal'zwa (Joachim): Untersuchungen von Plasmastrahl-Zündsystemen für den Einsatz in Magerkonzept-Ottomotoren. Diss. RWTH Aachen, 1988.

[Lux99] Lux, Jim: Supplemental information on Paschen's Law, equations, breakdown in gases. Internet: <http://home.earthlink.net/~jimlux/hv/paschen2.htm>

[Maly77-78] Albrecht, H.; Maly, R.; Saggau B.; Wagner, E.: Neue Erkenntnisse über Zündfunken und ihre Eignung zur Entflammung brennbarer Gemische.

1. Teil: Automobil Industrie, Heft 4/77 (1977), Seite 45-50;

2. Teil: Automobil Industrie, Heft 2/78 (1978), Seite 15-22.

[Maly81] Maly, Rudolf: Ignition Model For Spark Discharges And The Early Phase Of Flame Front Growth. 18th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, 1981.

[NauSchr92] Naumann, Helmut; Schröder, Gottfried: Bauelemente der Optik: Taschenbuch der technischen Optik, 6.

5 Auflage. München; Wien: Carl Hanser Verlag 1992; ISBN 3-446-17036-7.

[Pasley96] Pasley, John: Pulse Power Switching Devices - An Overview. Internet: <http://www.netcomuk.co.uk/~wwl/pulse.html>

[RompWeiz49] Weizel, Walter; Rompe, Rudolf: Theorie elektrischer Lichtbögen und Funken. Leipzig: Johann Ambrosius Barth Verlag, 1949.

10 [Saggau81] Saggau, B.: Kalorimetrie der drei Entladungsformen des elektrischen Zündfunken. Archiv für Elektrotechnik 64 (1981), S. 229-235.

[Wefels91] Wefels, Peter: Verbesserung des ottomotorischen Verbrennungsablaufs durch ein weiterentwickeltes Plasmastrahl-Zündsystem. Diss. RWTH Aachen, 1991.

15

Patentansprüche

1. Plasmastrahl-Zündsystem mit kapazitiver Hochspannungserzeugung (Flusswandler) und mit hochspannungsseitigem elektrischen Entladungskreis nach **Bild 1**, der aus der Parallelschaltung eines Kondensators (C2) mit der Serienschaltung des Zünders (PI) und einer gasgefüllten Schältröhre (SW2) besteht, wobei diese drei Komponenten in räumlicher Nähe zueinander angeordnet und induktivitätsarm verschaltet sind, insbesondere für Verbrennungsmotoren mit Fremdzündung, **dadurch gekennzeichnet**, dass der Stromfluss im Entladungskreis zeitlich auf die Durchbruchphase der Entladungsstrecke beschränkt wird.
2. Plasmastrahl-Zündsystem nach Anspruch 1; dadurch gekennzeichnet, dass die elektrische Zündenergie zeitlich vor dem elektrischen Durchbruch des Entladungspfades vollständig oder nahezu vollständig in den Hochspannungskondensator (C2) transferiert und die Entladung ausschliesslich oder nahezu ausschliesslich aus dem Kondensator (C2) gespeist wird.
3. Plasmastrahl-Zündsystem nach Anspruch 1 oder 2, dadurch gekennzeichnet, dass die elektrische Entladung im Hochspannungskreis gemäß **Bild 2** durch Bestrahlung der Katode der gasgefüllten Schältröhre (SW) mit elektromagnetischer Strahlung ("Auslösestrahlung") ausgelöst wird.
4. Plasmastrahl-Zündsystem nach Anspruch 3, dadurch gekennzeichnet, dass die innerhalb der Schältröhre (SW) liegende Oberfläche der Katode der Schältröhre mindestens teilweise eine so geringe elektronische Austrittsarbeit aufweist, dass mit sichtbarer oder ultravioletter optischer Strahlung bei anliegender Hochspannung Elektronen aus der Katode freigesetzt werden können.
5. Plasmastrahl-Zündsystem nach mindestens einem der Ansprüche 2 bis 4, dadurch gekennzeichnet, dass vor Auslösung des Durchbruchs der Kondensator (C) auf eine Spannung aufgeladen wird, die bis zur Auslösung des Durchbruchs nicht zum selbständigen Durchschlag der Entladungsstrecke führt, dass im Anschluss an die Aufladung des Kondensators (C) die hochspannungsseitigen parasitären Kapazitäten, insbesondere die Kapazitäten der Stromzuführung (Zündkabel) und der Zündspule, weitgehend entladen werden und dass die Auslösestrahlung mittelbar oder unmittelbar durch die Beendigung der Entladung der parasitären Kapazitäten des Hochspannungskreises aktiviert wird.
6. Plasmastrahl-Zündsystem nach mindestens einem der Ansprüche 3 bis 5, dadurch gekennzeichnet, dass die Auslösestrahlung mit Hilfe eines Halbleiterbauelements (Lumineszenzdiode, Laserdiode) oder mit Hilfe eines anderen elektronischen Bauelements insbesondere aus organischem Material (organische LED, OLED) erzeugt wird.
7. Plasmastrahl-Zündsystem nach mindestens einem der Ansprüche 3 bis 6, dadurch gekennzeichnet, dass die Strahlungsquelle räumlich entfernt von der Schältröhre (SW) angeordnet ist und die Auslösestrahlung über einen Lichtwellenleiter zur Schältröhre geführt wird.
8. Plasmastrahl-Zündsystem nach Anspruch 7, dadurch gekennzeichnet, dass der Lichtwellenleiter mit dem Kabel für die Hochspannungszuführung zum Entladungskreis (Zündkabel) eine Einheit bildet.
9. Plasmastrahl-Zündsystem nach mindestens einem der Ansprüche 3 bis 8, dadurch gekennzeichnet, dass durch elektronische Erfassung der Strahlung, die bei elektrischen Durchschlägen in der Schältröhre (SW) entsteht, diejenigen Durchschläge detektiert werden, die zeitlich vor der Aktivierung der Auslösestrahlung stattfinden.
10. Plasmastrahl-Zündsystem nach mindestens einem der vorstehenden Ansprüche, dadurch gekennzeichnet, dass die Hochspannung gemäß **Bild 3** nach dem Muster eines konventionellen induktiven Zündsystems mit einem Sperrwandler erzeugt wird.
11. Plasmastrahl-Zündsystem nach Anspruch 10, dadurch gekennzeichnet, dass gemäß **Bild 3** der primärseitige Leistungsschalter (SW1) über eine Antiparallel-Diode (D1) verfügt, die die Rückspeisung von magnetisch in der Zündspule (HT) gespeicherter Energie in die Stromversorgung ermöglicht.
12. Plasmastrahl-Zündsystem nach Anspruch 5, dadurch gekennzeichnet, dass die Größe der hochspannungsseitigen parasitären Kapazitäten im Betrieb anhand der Dauer der Entladung dieser Kapazitäten bestimmt und für die Bemessung der niederspannungsseitig bereitzustellenden elektrischen Energie verwendet wird.
13. Plasmastrahl-Zündsystem nach Anspruch 11, dadurch gekennzeichnet, dass die Größe der hochspannungsseitigen parasitären Kapazitäten im Betrieb anhand der Dauer der Rückspeisung magnetischer Energie aus der Zündspule in die Stromversorgung bestimmt und für die Bemessung des primärseitigen Abschaltstroms der Zündspule verwendet wird.
14. Zünder für Plasmastrahl-Zündsystem nach mindestens einem der vorstehenden Ansprüche, dadurch gekennzeichnet, dass Zünder und Schältröhre als gemeinsames Bauteil realisiert sind.
15. Schältröhre für Plasmastrahl-Zündsystem nach Anspruch 8, dadurch gekennzeichnet, dass die Auslösestrahlung über einen koaxial im Zündkabel angeordneten Lichtwellenleiter zugeführt wird.

16. Schaltöhre für Plasmastrahl-Zündsystem nach Anspruch 4, dadurch gekennzeichnet, dass die Auslösestrahlung mit einer geeigneten optischen Anordnung fokussierend auf demjenigen Teil der Katodenoberfläche abgebildet wird, aus dem durch die Auslösestrahlung Elektronen freigesetzt werden können.

17. Schaltöhre für Plasmastrahl-Zündsystem nach Anspruch 4, dadurch gekennzeichnet, dass die Auslösestrahlung mit Hilfe einer dichroitischen Spiegelschicht auf denjenigen Teil der Katodenoberfläche reflektiert wird, aus dem durch die Auslösestrahlung Elektronen freigesetzt werden können, wobei die dichroitische Spiegelschicht und der Träger dieser Schicht gleichzeitig die Übertragung eines wesentlichen Teils der Brennraumstrahlung des Motors über dasselbe optische Medium ermöglichen, das auch für die Übertragung der Auslösestrahlung verwendet wird.

Hierzu 8 Seite(n) Zeichnungen

- Leerseite -

Bild 1 Stand der Technik

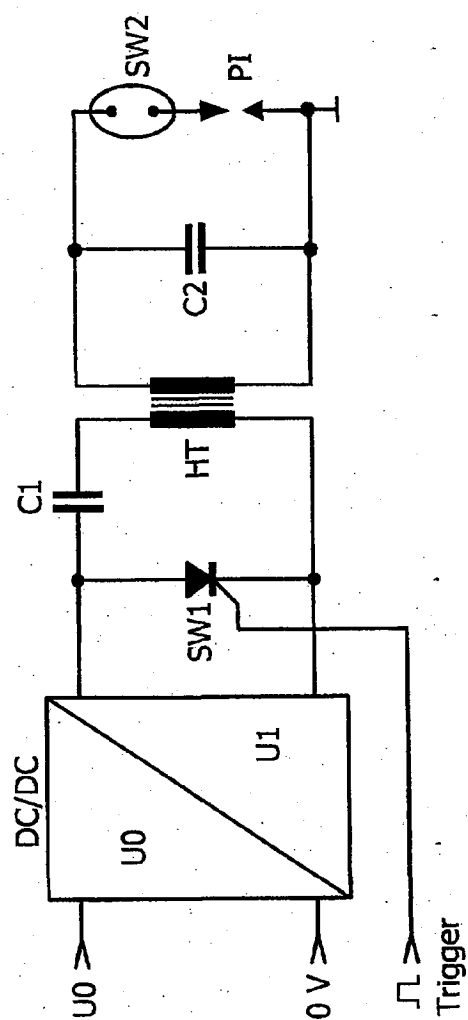


Bild 2

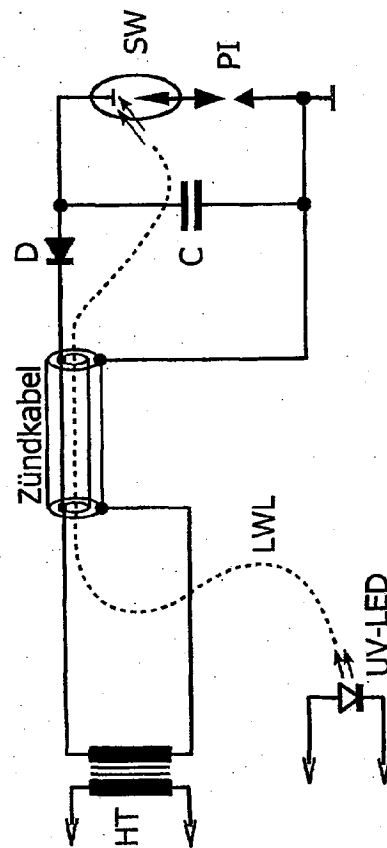


Bild 3

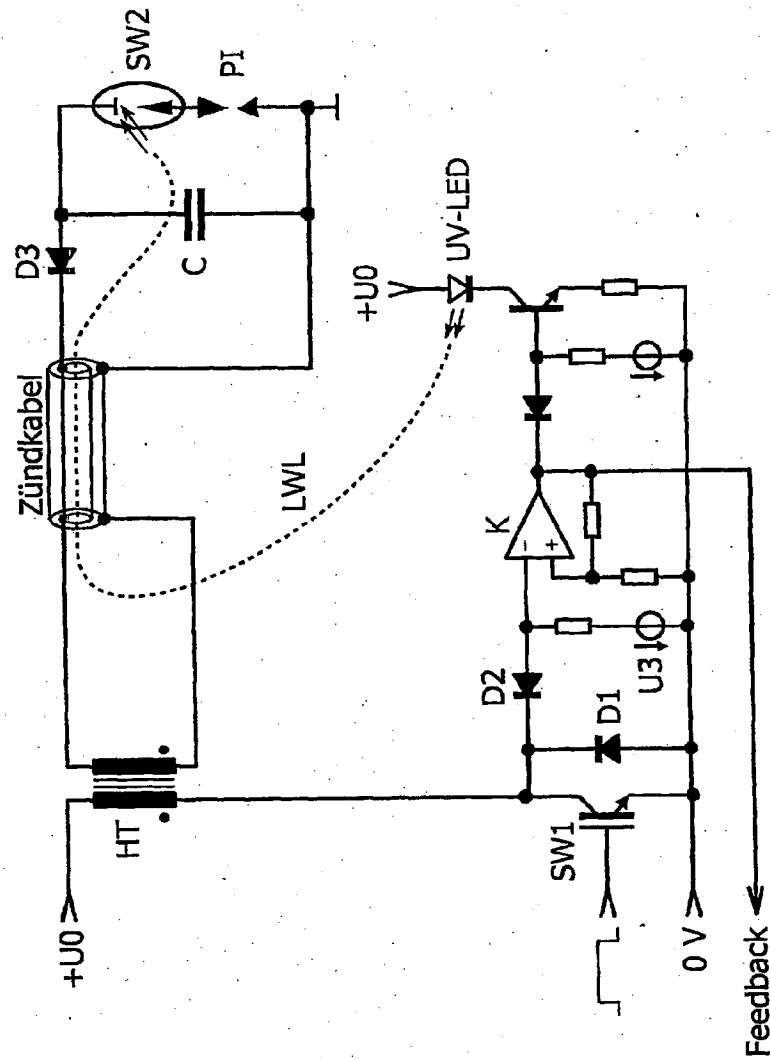


Bild 4

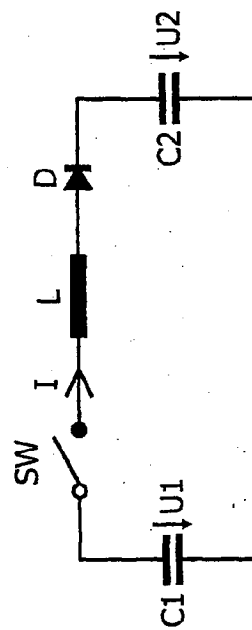


Bild 6

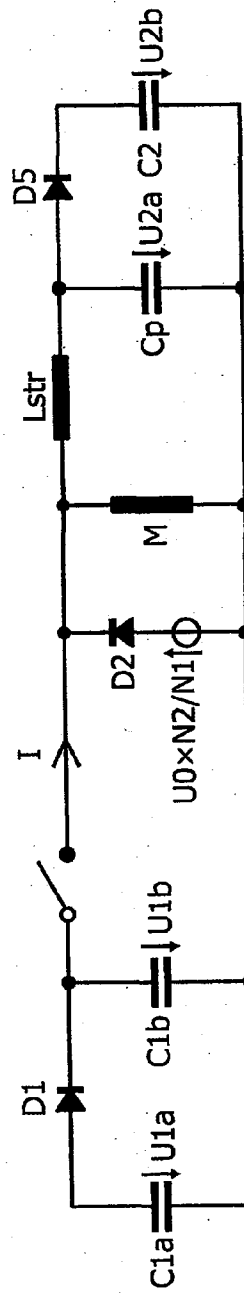


Bild 7

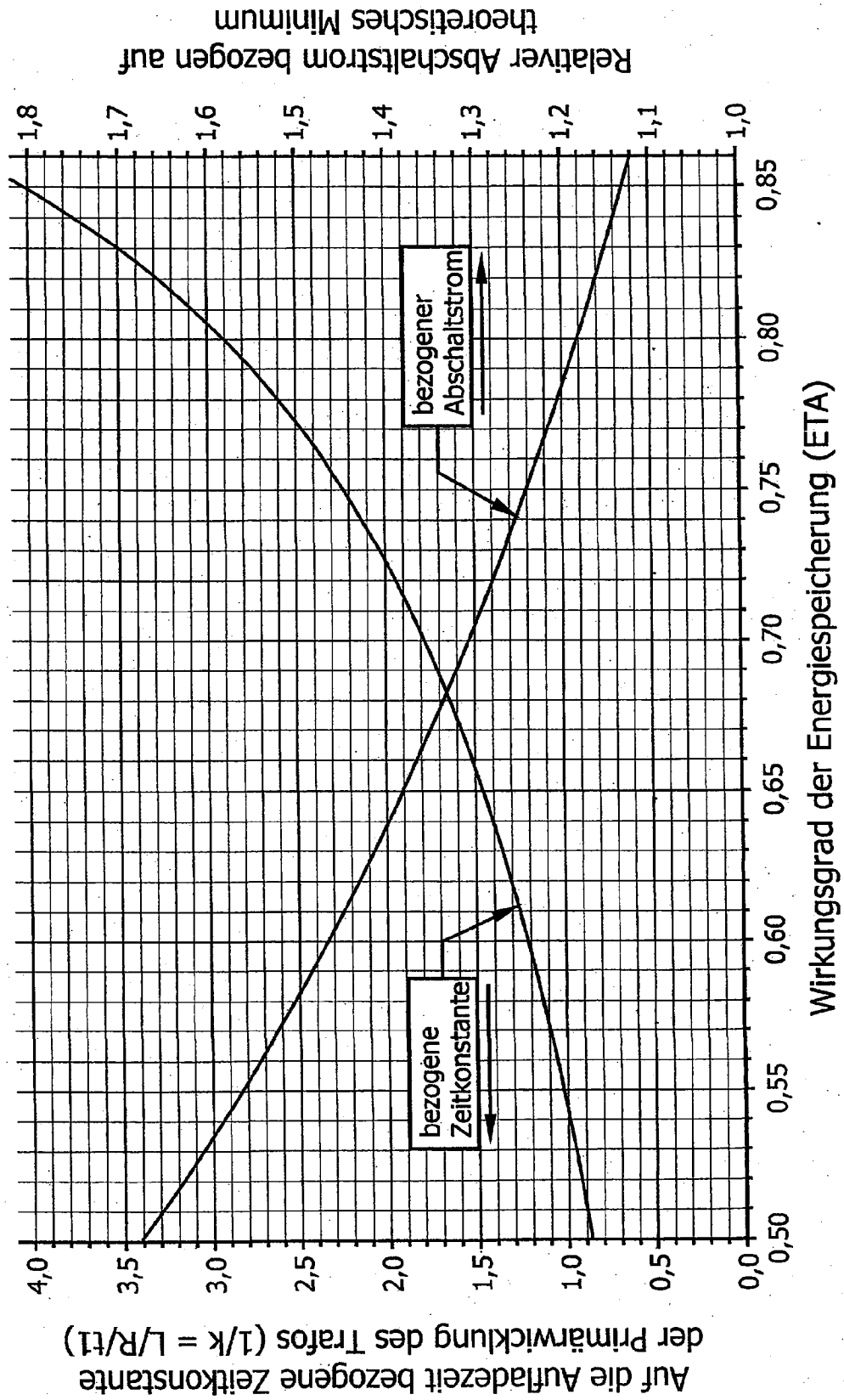


Bild 8

